

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

HET WEERGEVEN VAN KLEURENTELEVISIEBEELDEN DOOR MIDDEL VAN PROJECTIE

door T. POORTER en F. W. de VRIJER.

621.397.2:621.397.62:535.881

Voortbouwend op een ruim tien jaar geleden in het Philipslaboratorium te Eindhoven ontwikkeld projectiesysteem voor zwart-witte televisie, heeft men aldaar apparaten ontwikkeld die op een scherm kleurentelevisiebeelden projecteren. Het betreft zowel beelden van 22 bij 29 cm en 35 bij 46 cm als beelden van 2,25 bij 3 m, met topluminanties van 200 resp. 20 cd/m²; deze laatste waarde komt ongeveer overeen met die welke bij filmprojectie wordt gebruikt. Met deze projectoren is in 1955 en 1956 gedemonstreerd voor de kleurentelevisiecommissie van het C.C.I.R.

Vrijwel alle in de natuur voorkomende kleuren kan men reproducen door additie van drie lichtsoorten, ieder met een geschikt gekozen grondkleur: rood, groen en blauw. In een voorgaand artikel¹⁾, dat hier verder zal worden aangehaald als I, zijn de hiermee in verband staande colorimetrische kwesties besproken. Men kan op de genoemde wijze een natuurgetrouw kleurentelevisiebeeld verkrijgen door ieder element van dit beeld te doen ontstaan uit de vereiste hoeveelheden licht van elk der drie grondkleuren. Een methode om dit fysisch te realiseren, is het simultaan projecteren van een rood, een groen en een blauw televisiebeeld op een gemeenschappelijk scherm, zodanig dat deze beelden nauwkeurig samenvallen. De luminantie van elk beeld-element is dan gelijk aan de som der luminanties van hetzelfde element in elk van de drie grondkleurbeelden, en de kleur is bepaald door de verhoudingen van deze luminanties.

Een voor de hand liggende methode zou zijn, een projectieweergeefbuis voor kleurenbeelden — werkend volgens het systeem van directzichtbuizen voor kleuren — in een geschikte optiek te plaatsen. Projectiebuizen voor kleurenbeelden zijn echter tot dusverre niet gerealiseerd. Wel bestaan er projectiebuizen voor elk van de drie grondkleuren. Men werkt dan ook met drie grondkleurprojectoren,

uitgerust met resp. een rood, een groen en een blauw licht gevende projectiebuis.

Uiteraard is het nodig dat de bij elkaar behorende beeldelementen van de grondkleurbeelden op het scherm elkaar volkomen bedekken; er moet dus bijzondere aandacht worden geschonken aan het superponeren van deze beelden. Eén van de voorwaarden hiertoe is dat de drie projectoren zoveel mogelijk identiek zijn.

De grondkleurprojectoren

De grondkleurprojectoren kunnen geheel zijn ingericht zoals een zwart-witprojector. In 1948 is in dit tijdschrift²⁾ en elders³⁾ zulk een projector beschreven, waarin gebruik werd gemaakt van een spiegeloptiek van Schmidt. Gunstige eigenschappen die dit type optiek in zich verenigt, zijn: geringe afbeeldingsfouten, kleine transmissieverliezen en grote apertuur. In zijn eenvoudigste vorm bestaat de Schmidt-optiek uit de schematisch in fig. 1a weergegeven opstelling. Zoals in het in²⁾ aangehaalde artikel is beschreven, is voor een huiskamerontvanger de voorkeur gegeven aan de opstelling volgens fig. 1b. Hier zijn door toevoeging van een vlakke spiegel M_2 onder 45° met

²⁾ P. M. van Alphen en H. Rinia, Een televisieontvanger met geprojecteerd beeld, I. De projectieoptiek, Philips techn. T. 10, 97-106, 1948.

³⁾ H. Rinia, J. de Gier en P. M. van Alphen, Home projection television, I. Cathode-ray tube and optical system, Proc. Inst. Rad. Engrs. 36, 395-400, 1948.

¹⁾ F. W. de Vrijer, Grondslagen van de kleurentelevisie, Philips techn. T. 19, 80-91, 1957 (no. 3).

de hoofdas de lichtstralen „opgevouwen”. Dit leidt tot een compactere constructie, die gemakkelijk stofdicht kan worden afgesloten. Indien de plaatsruimte het toelaat, kan men ook de „rechtuit projecterende” optiek volgens fig. 1a gebruiken ⁴⁾.

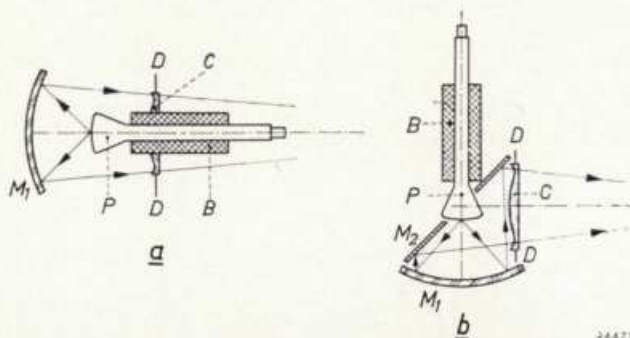


Fig. 1. Schmidt-optieken voor het projecteren van televisiebeelden. a) rechtuit projecterend, b) met opgevouwen stralen-gang. P projectiebuis, met focusseerspoel en afbuigspoelen B. M_1 sferische holle spiegel. C correctieplaat, gevat in het diafragma D. Het krommingsmiddelpunt van M_1 ligt in het vlak van D, resp. in het ten opzichte van de vlakke spiegel M_2 gespiegelde vlak van D.

Superpositie van de drie grondkleurbeelden

Verschillende manieren zijn mogelijk om de drie grondkleurbeelden op het projectiescherm nauwkeurig te doen samenvallen. Hierbij kan men onderscheid maken tussen opstellingen waarbij de drie projectoren, dank zij optische kunstgrepen, schijnbaar samenvallen, en opstellingen waarbij dit niet het geval is.

Projectoren schijnbaar samenvallend

Superpositiefouten zijn in principe afwezig indien men erin slaagt, de projectoren zo op te stellen dat de drie beelden als het ware vanuit één punt worden geprojecteerd. Fig. 2 laat zien hoe men dit kan realiseren met behulp van twee kleursplittende (dichroïsche) spiegels van het type dat enige tijd geleden in dit tijdschrift is besproken ⁵⁾. Spiegel r reflecteert rood licht en laat groen en blauw door, spiegel b reflecteert blauw en laat rood en groen door. De transmissie voor het groene licht, dat door beide spiegels moet gaan, bedraagt 0,7 tot 0,8.

Men kan het spiegelkruis opstellen met de snijlijn van de spiegels horizontaal of verticaal. Bij horizontale stand komen de drie projectoren in een verticaal vlak te staan. Dit heeft het voordeel dat het kleurverloop over het beeld — dit kleurverloop ontstaat doordat de lichtbundels niet alle dezelfde gemiddelde hoek met de spiegels maken — zo gering mogelijk is; het hoekverloop treedt dan namelijk op in de klein-

ste (de verticale) afmeting van het beeld. Bij het projecteren van grote beelden moet men er echter wel voor zorgen dat de constructie niet te hoog wordt, anders zou ze aan een deel van de toeschouwers het gezicht op het scherm belemmeren. Om de afmetingen van de optiek zo klein mogelijk te houden, moet men namelijk de projectoren zo dicht mogelijk bij het scherm plaatsen, d.w.z. vóór de toeschouwers. Het is mogelijk gebleken, de hoogte te beperken tot 1,35 m; zie fig. 3, welke maatschets geldt voor de

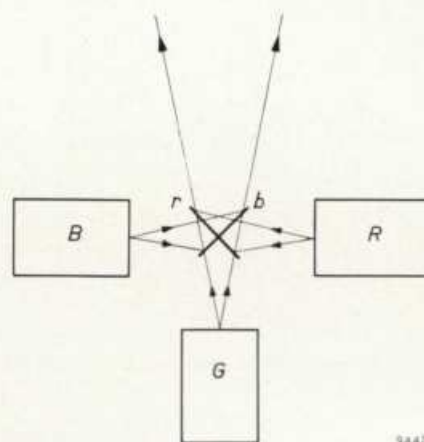


Fig. 2. Superpositie van de drie grondkleurbeelden door middel van kleursplittende spiegels r en b in kruisvormige opstelling. Spiegel r reflecteert het rode licht van projector R en laat het groene van projector G en het blauwe van projector B door. Spiegel b reflecteert blauw licht en laat rood en groen door.

eerste der in dit laboratorium geconstrueerde kleurentelevisieprojectoren voor groot beeld (fig. 4).

Plaatst men de spiegels met hun snijlijn verticaal, en de grondkleurprojectoren dus in een horizontaal vlak, dan komt men gemakkelijker tot een lage opstelling, maar het kleurverloop zal groter zijn.

Het maakt verschil of men het spiegelkruis gebruikt in combinatie met Schmidt-optieken die rechtuit projecteren dan wel een opgevouwen stra-

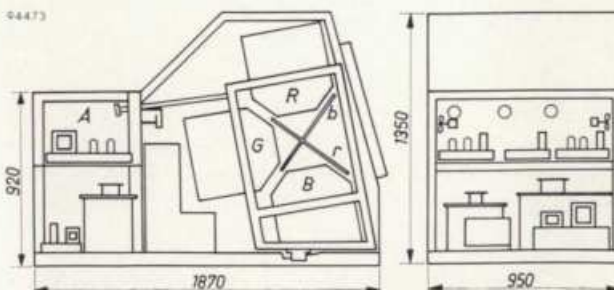


Fig. 3. Maatschets van de eerste in Eindhoven geconstrueerde kleurentelevisieprojector voor een beeld van 2,25 bij 3 m (vgl. fig. 4). Kleursplittend spiegelkruis r - b met de snijlijn horizontaal. Hoewel de grondkleurprojectoren R, G en B daardoor in een verticaal vlak komen te staan, kon de totale hoogte beperkt blijven tot 1,35 m. Het compartiment A bevat het voedingsgedeelte. Maten in mm.

⁴⁾ J. Haantjes en C. J. van Loon, Een televisieprojector voor gebruik in zalen, Philips tech. T. 15, 49-57, 1953.

⁵⁾ P. M. van Alphen, Philips techn. T. 19, 50, 1957 (no. 2).

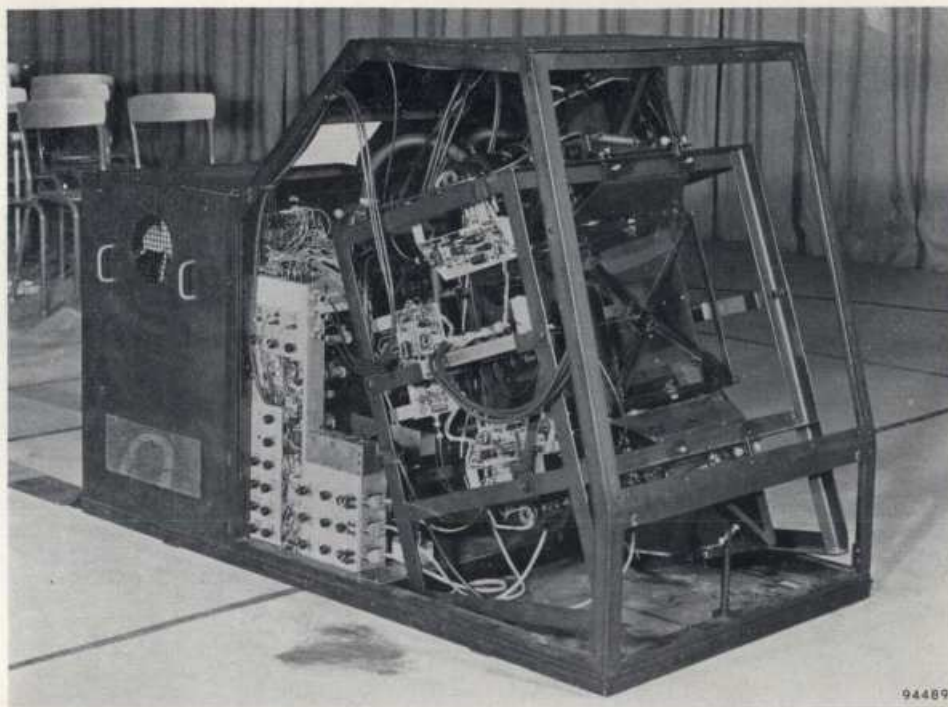


Fig. 4. Kleurentelevisieprojector waarvan in fig. 3 een maatschets is gegeven. Afmetingen van het beeld: 2,25 bij 3 m, maximale luminantie: ca. 10 cd/m². Elektrische bediening vanaf een regellessenaar (niet afgebeeld).

lengang hebben. Bij de eerstgenoemde steekt de projectiebuis, omgeven door de focusseerspoel en de afbuigspoelen, door een opening in de correctieplaat (fig. 1a). Om de buis en de spoelen zo min mogelijk licht te laten onderscheppen, moet men ze geheel buiten het spiegelkruis houden. Dit laatste dient daarom op enige afstand van de correctieplaten te worden opgesteld (in fig. 1a dus geheel rechts van de buisvoet), op een plaats waar de lichtbundels al een vrij grote doorsnede hebben. Bij gevolg moeten de spiegels hier groter zijn dan nodig is bij optieken met opgevouwen stralen (fig. 1b), waar het spiegelkruis vlak bij de correctieplaten kan worden aangebracht. De rechtuit projecterende optiek vereist bovendien voor het inzetten en uitnemen van de projectiebuis een bijzondere voorziening, b.v. demonteerbaarheid van de holle spiegel.

Volgens de besproken richtlijnen zijn installaties uitgevoerd, die goede resultaten geven. Niettemin hebben systemen met kleursplitsende spiegels twee algemene nadelen. Het eerste is het verlies aan helderheid en contrast, als gevolg van het grote aantal reflecterende oppervlakken en absorberende lagen in de lichtweg, vooral bij opgevouwen stralen. Het tweede nadeel zijn afbeeldingsfouten die ontstaan doordat het oppervlak van een spiegel bij het inspannen gemakkelijk enige vervorming ondergaat. Daarom is ook gezocht naar mogelijkheden om de

drie grondkleurbeelden te superponeren zonder gebruik te maken van kleursplitsende spiegels. Men komt dan tot opstellingen waarbij de drie grondkleurbeelden niet meer schijnbaar vanuit één punt worden geprojecteerd. Dit heeft principiële superpositiefouten tot gevolg, die men in het algemeen door bijzondere maatregelen moet trachten te compenseren.

Projectoren niet schijnbaar samenvallend

a) De projectoren zijn opgesteld in de hoekpunten van een gelijkzijdige driehoek. Van de verschillende opstellingen die mogelijk zijn, vertoont deze de kleinste superpositiefouten, zodat de driehoeksofstelling de voorkeur zou verdienen indien men het nog zonder compensatiemaatregelen zou willen doen. Dit is echter pas mogelijk bij zeer sterke vergroting (de fouten worden namelijk relatief kleiner bij toenemende vergroting). Correctie van de fouten — noodzakelijk bij minder sterke vergroting — is hier gecompliceerder dan bij de hieronder te bespreken opstellingen.

b) De projectoren zijn naast elkaar opgesteld. Hier zijn twee gevallen te onderscheiden: 1) de drie projectoren staan zuiver evenwijdig met elkaar, met hun as loodrecht op het projectiescherm, 2) de buitenste projectoren staan iets binnenwaarts gericht.

De hier volgende beschouwingen gelden mutatis mutandis ook voor plaatsing van de drie projectoren boven elkaar. Deze opstelling is echter, wegens de grotere hoogte die nodig is, niet aan te bevelen.

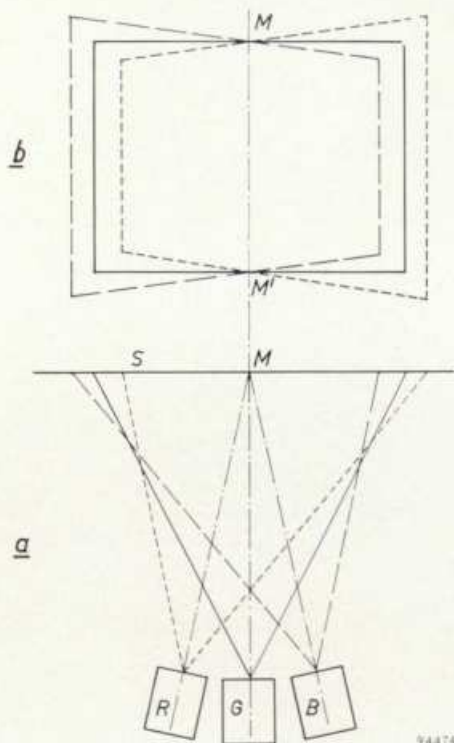


Fig. 5. a) Opstelling met de drie grondkleurprojectoren R, G en B naast elkaar, en de beide buitenste zodanig naar binnen gericht dat de verticale middellijnen van de drie beelden op het scherm S tot dekking komen (MM', zie b).

b) Het rode en het blauwe beeld zijn dan trapeziumvormig vertekend.

b1) De projectoren staan evenwijdig naast elkaar. Elk van hen werpt een rechthoekig beeld op het scherm, en men kan in principe deze beelden tot samenvallen brengen door de beelden op de vensters van de buitenste buizen elektrisch te verschuiven. Daartoe is het nodig dat deze beelden niet het gehele buisvenster beslaan. Men benut dus slechts een deel van het venster, wat tot gevolg heeft dat

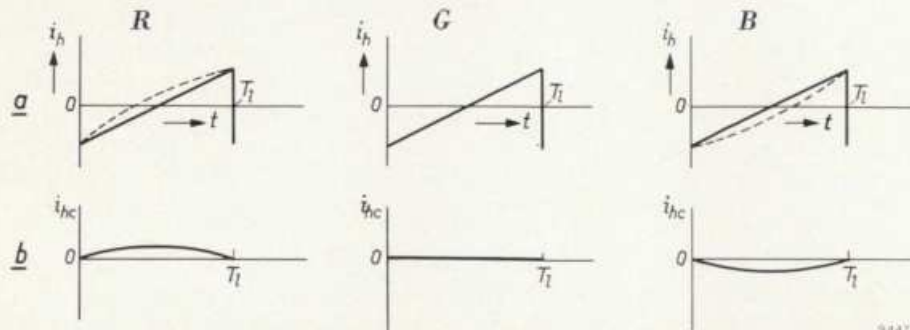


Fig. 6. a) Verloop dat de horizontaal afbuigende stroom i_h bij de grondkleurprojectoren R, G en B (opgesteld volgens fig. 5a) moet hebben om de beweging van de drie geprojecteerde lichtstippen op het scherm weer lineair te maken. T_l is de lijntijd.

b) Daartoe moet op de lineaire zaagtandstroom van R en B een correctiestroom i_{hc} worden toegevoegd, die bij deze twee projectoren gelijk en tegengesteld is.

een sterkere vergroting nodig is en dat men een minder grote tophelderheid bereikt. Bovendien treedt, door het schuin uittreden van de lichtbundel, vignettering op. Een voorwaarde voor succes is verder nog dat de afbuigspoelen zodanig zijn ontworpen dat de afbeelding op het scherm volkomen vrij van vertekening is. In de praktijk is dit in onvoldoende benadering verwezenlijkt, zodat deze methode alleen in aanmerking komt voor zeer sterke vergrotingen, waarbij de verschuiving relatief klein kan zijn.

b2) De buitenste projectoren staan binnenwaarts gericht (fig. 5a), zodanig dat de verticale middellijnen in de drie geprojecteerde beelden samenvallen (MM' in fig. 5b). Voor elk van de buitenste projectoren geldt dan echter dat de vergroting aan de linkerkant van het beeld niet gelijk is aan die aan de rechterkant, zodat zij elk een trapeziumvormig beeld leveren. Door bij de buitenste projectoren zowel in de verticale als in de horizontale afbuiging een nader te bespreken elektrische correctie in te voeren, kan men de trapezia doen samenvallen met het rechthoekige beeld dat door de middelste projector wordt geleverd.

Ongecorrigeerd, waren de superpositiefouten, gemeten in de hoeken van het beeld, bij de gunstigste opstelling van de projectoren, in ons geval: 6 maal de lijnafstand bij een beeld van 2,25 bij 3 m, en 30 maal de lijnafstand bij een beeld van 22 bij 29 cm, in beide gevallen voor een systeem met 625 lijnen.

Doordat de as van de projectoren R en B niet loodrecht op het scherm staat (fig. 5a), is er geen lineair verband meer tussen de horizontale beweging van de rode resp. blauwe lichtstip op het venster van de buitenste buizen en de beweging van de bijbehorende projecties op het scherm. Om deze projecties weer eenparig te doen lopen, moet men de horizontaal afbuigende stroom doen verlopen volgens fig. 6a. Men moet dus aan de normale afbuigstromen van de buitenste buizen een correctiestroom toevoegen (fig. 6b).

Deze correctiestromen zijn gelijk en tegengesteld, zodat men slechts één correctiestroom behoeft op te wekken en deze in de goede richting door de afbuigspoelen van de buitenste projectoren te leiden. De drie beelden op het scherm, die zonder deze correctie de gedaante van fig. 7a hadden, gaan nu over in de vorm die in fig. 7b is getekend.

Om het nog steeds trapeziumvormige rode en blauwe beeld tot dekking te brengen met het rechthoekige groene beeld, moet men bovendien een correctie toepassen in de verticale afbuiging. Let

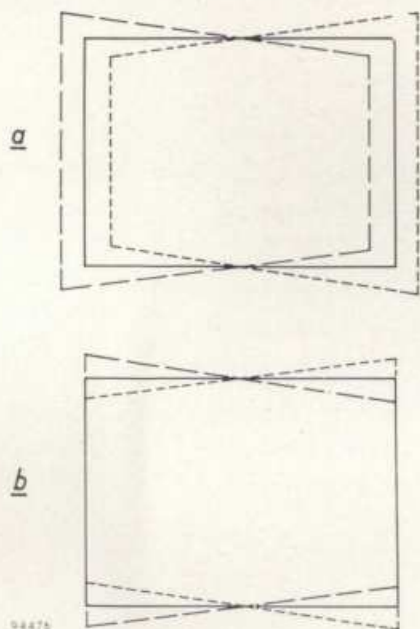


Fig. 7. a) Vorm van de drie grondkleurbeelden op het scherm, bij afwezigheid van correcties (vgl. fig. 5b). b) Nadat in de horizontale afbuiging de correctie volgens fig. 6 is aangebracht, kunnen de zijkanen van de drie beelden tot samenvallen worden gebracht. Om de beelden geheel te doen samenvallen, is nog een correctie in de verticale afbuiging nodig, zie fig. 8.

men in fig. 7b op de vorm van het blauwe beeld, dan blijkt dat de verticale afbuiging in het ritme van de lijnfrequentie links moet worden verkleind en rechts vergroot. Men moet dus op de verticaal afbuigende stroom van de blauwe projector een correctiestroom superponeren die

boven in het beeld op het scherm links negatief en rechts positief is, op halve hoogte van het beeld nul is, en onder in het beeld links positief en rechts negatief is,

indien onder een positieve correctiestroom wordt verstaan een stroom die naar boven doet afbuigen. Deze correctiestroom moet dus de vorm hebben die in fig. 8a is getekend, en die verkregen zou kunnen worden door vermenigvuldiging van een zaagtand van rasterfrequentie (fig. 8b) met een zaagtand van lijnfrequentie (fig. 8c); hoe het in werkelijkheid gebeurt, wordt verderop besproken.

Voor de rode projector is op elk ogenblik een even grote correctiestroom nodig, maar in tegengestelde richting. Men kan dus ook bij de verticale correctie volstaan met het opwekken van één correctiestroom.

Volledigheidshalve willen wij nog opmerken dat men de afbuigingen niet alleen kan corrigeren door

bepaalde correctiestromen toe te voegen, maar in principe ook door de afbuigspoelen een bepaalde vorm te geven, die van de normale afwijkt. Het gevaar bestaat dan evenwel dat elektronenoptische afbeeldingsfouten worden geïntroduceerd, en bovendien zijn zulke spoelen zeer moeilijk reproduceerbaar te vervaardigen. Daarom is deze methode minder aantrekkelijk dan het werken met correctiestromen.

Het optische gedeelte van de projector

De dimensionering van de optieken en van de projectiebuizen wordt bepaald door de gewenste afmetingen en de gewenste tophelderheid van het geprojecteerde kleurenbeeld, alsmede door het rendement van de gebruikte fosforen. In tabel I zijn fosforen vermeld die geschikt zijn voor de hier optredende hoge belastingen en waarvan de kleur-

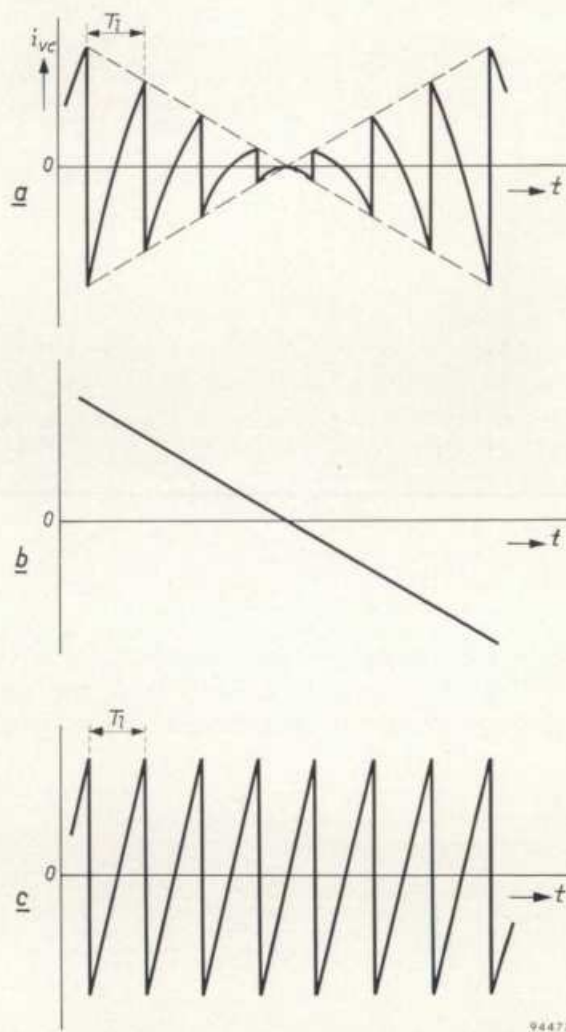


Fig. 8. Trapeziumcorrectie. a) Verloop van de correctiestroom i_{vc} die moet worden toegevoegd aan de verticaal afbuigende stroom van de rechter projector (B in fig. 5a); voor de linker projector is een even grote, maar tegengestelde correctie nodig. T_l = lijntijd. De in (a) voorgestelde functie is het produkt van de zaagtand (b) met de rasterfrequentie en de zaagtand (c) met de lijnfrequentie.

Tabel I. Gegevens omtrent de gebruikte fosforen.

Grondkleur	Samenstelling van de fosfor	Coördinaten van het kleurpunt		Rendement lm/W
		x	y	
rood	(Zn,Be) ₂ SiO ₄ -Mn (met Wratten-filter 25)	0,670	0,330	$\eta_r = 2,5$
groen	Zn ₂ SiO ₄ -Mn	0,195	0,720	$\eta_g = 21$
blauw	(Ca,Mg) SiO ₃ -Ti	0,160	0,125	$\eta_b = 2,5$

punten dicht bij die van de grondkleuren liggen welke in het N.T.S.C.-systeem gebruikelijk zijn. Ook is het rendement in lumen per watt opgegeven.

Installatie zonder kleursplitsende spiegels

Werkt men zonder kleursplitsende spiegels, dan zijn de kleurpunten van de fosforen tevens de kleurpunten van de grondkleuren van het op het scherm geformeerde beeld. Uitgaande van deze grondkleuren, moet men, om standaardwit C op het scherm te krijgen, ervoor zorgen dat de luminanties van de grondkleuren zich verhouden als volgt:

$$L_r : L_g : L_b = 29 : 51 : 20.$$

De elektrische vermogens die de buizen nodig hebben, verhouden zich dus als

$$P_r : P_g : P_b = \frac{L_r}{\eta_r} : \frac{L_g}{\eta_g} : \frac{L_b}{\eta_b} = 53 : 11 : 36.$$

In dit geval blijkt dus dat de rode buis het grootste vermogen nodig heeft. In normale beelden treedt de grootste belasting van alle drie de buizen gewoonlijk op in de witte partijen, zodat de maximaal toelaatbare belasting van de rode buis een grens stelt aan de bereikbare maximale helderheid van het geprojecteerde beeld. Daarom wordt het ontwerp van de projector, bij gebruik van identieke projectoren, gebaseerd op de luminantiebijdrage die het rode licht in de helderste witte partijen van het geprojecteerde beeld moet leveren. Is de gewenste top-luminantie $L'_{\max}$, dan draagt het rood hiertoe bij:

$$L'_{r\max} = \frac{L_r}{L_r + L_g + L_b} L'_{\max} = 0,29 L'_{\max}. \quad (1)$$

Gebleden is dat in een gemiddeld televisiebeeld de gemiddelde luminantie ongeveer $\frac{1}{3}$ van de top-luminantie bedraagt. De totale lichtstroom die de rode projectiebuis moet leveren, is dus:

$$\Phi_r = \frac{\pi b' h'}{\tau_1 \tau_2 a^2 \mu} \frac{L'_{r\max}}{3} \text{ lumen.} \quad (2)$$

Hierin is

b' de breedte en h' de hoogte van het beeld op het scherm (beide in m),

a de numerieke apertuur van de projector,

μ de versterkingsfactor van het projectiescherm,
 τ_1 de afschaduwingcoëfficiënt,
 τ_2 de transmissiecoëfficiënt, terwijl
 $L'_{r\max}$ is uitgedrukt in cd/m².

Het elektrische vermogen dat de rode buis nodig heeft om deze lichtstroom te leveren, is

$$P_r = \frac{\Phi_r}{\eta_r}. \quad (3)$$

Is de per oppervlakte-eenheid maximaal toelaatbare dissipatie op het buisvenster p , dan moet de oppervlakte $b h$ van het beeld op dit venster voldoen aan

$$b h = \frac{P_r}{p}. \quad (4)$$

Uit de voorgeschreven verhouding $b : h = 4 : 3$ volgen nu b , h en de diagonaal van het buisvenster, dus ook de diameter van dit laatste. Hiermee is dan eveneens de te gebruiken vergroting vastgelegd:

$$N = \frac{b'}{b}.$$

Zoals uit een eenvoudige geometrisch-optische beschouwing volgt, gelden de volgende betrekkingen tussen de vergroting N , de afstanden x en x' van voorwerp resp. beeld tot het brandpunt F' , de brandpuntsafstand f' en de projectieafstand Δ' tussen de correctieplaat en het scherm (zie fig. 9):

$$|N| = \left| \frac{x'}{f'} \right| = \left| \frac{f'}{x} \right| = 1 + \frac{\Delta'}{f'}. \quad (5)$$

Bij gegeven N neemt f' — en daarmee alle hoofdafmetingen van de optiek — evenredig met Δ' toe. Het is dus zaak, Δ' zo klein mogelijk te houden (vandaar dat de projector, zoals boven al werd opgemerkt, vóór de toeschouwers wordt opgesteld). De projectieafstand is evenwel naar beneden toe begrensd doordat met toenemende beeldhoek $2a$ (de hoek waaronder vanuit de correctieplaat de breedte van het beeld wordt gezien, fig. 9) de aberraties toenemen en er bovendien een steeds groter wordend verschil in helderheid tussen het midden van het beeld en de randen optreedt. Men moet dus een zekere beeldhoek $2a_{\max}$, waarbij deze effecten nog acceptabel zijn, niet overschrijden. De minimale projectieafstand is dus

$$\Delta'_{\min} = \frac{\frac{1}{2}b'}{\tan a_{\max}}. \quad (6)$$

Uit (5) en (6) volgt nu voor de brandpuntsafstand f' :

$$f' = \frac{\Delta'_{\min}}{|N| - 1}. \quad (7)$$

De kromtestraal R van de holle spiegel is ongeveer $2f'$.

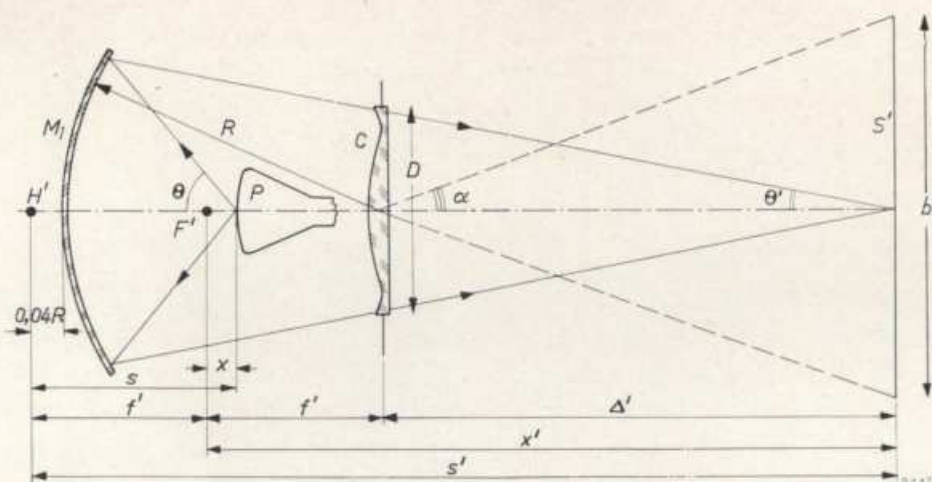


Fig. 9. Rechthoek projecterende Schmidt-optiek. P projectiebuis, M_1 holle spiegel (straal R), C correctieplaat (middenlijn D), S' scherm, waarop het beeld de breedte b' heeft, F' brandpunt van spiegel met correctieplaat, H' hoofdpunt.

Tot de middellijn D van de correctieplaat komt men als volgt. Uit fig. 9 leest men af: $D = 2\Delta' \operatorname{tg} \Theta'$. Verder is $\sin \Theta' = (\sin \Theta)/|N| = a/|N|$. De hoek Θ' is zo klein dat $\operatorname{tg} \Theta' \approx \sin \Theta'$, zodat

$$D \approx \frac{2a}{|N|} \Delta', \quad (8)$$

Als voorbeeld volgt hier het ontwerp van een kleurentelevisieprojector voor een beeld van 2,25 bij 3 m met een maximale luminantie van 20 cd/m². Als scherm wordt gebruikt een parelscherm met een versterkingsfactor $\mu = 2,8$. Een praktische waarde voor de numerieke apertuur a is 0,7, het produkt $\tau_1\tau_2$ kan op 0,5 worden gesteld en voor p geldt de waarde 4000 W/m². Uit (1) volgt nu:

$$L_{r'}'_{\max} = 0,29 \times 20 = 5,8 \text{ cd/m}^2.$$

zodat men achtereenvolgens uit (2), (3) en (4) vindt:

$$\Phi_r = 59 \text{ km},$$

$$P_r = \frac{59}{2.5} = 24 \text{ W},$$

$$bh = \frac{24}{4000} = 6 \times 10^{-3} \text{ m}^2.$$

Hieruit volgt voor de afmetingen van het beeld op het beeldvenster:

$b = 9 \text{ cm}$, $h = 6,7 \text{ cm}$, diagonaal = $11,2 \text{ cm}$.

zodat de projectiebuis met de afmetingen van de MW 13-38 (venster van 13 cm middellijn) bruikbaar is.

De vergroting N bedraagt $b'/b = 300/9 \approx 33$. De maximale beeldhoek $2\alpha_{\max}$ is bij een Schmidt-optiek ca. 30° , zodat uit (6) voor de minimale projectieafstand volgt:

$$A'_{\min} = \frac{\frac{1}{2} \times 3}{\operatorname{tg} 15^\circ} = 5,60 \text{ m}.$$

Formule (7) levert voor de brandpuntsafstand:

$$f' = \frac{560}{33 - 1} = 17,5 \text{ cm},$$

zodat de holle spiegel een kromtestraal $R \approx 2f' = 35$ cm moet hebben. De rand van de spiegel geeft men gewoonlijk een middellijn $\approx R$, omdat een kleinere spiegel het beeld te ongelijkmatig van helderheid zou maken.

Voor de middellijn van de correctieplaat vindt men ten slotte uit (8):

$$D \approx \frac{2 \times 0,7}{33} \times 560 \approx 24 \text{ cm}.$$

Installatie met kleursplitsende spiegels

Het bovenstaande geldt voor een installatie zonder kleursplitsende spiegels. Voor een projector met kleursplitsende spiegels verloopt het ontwerp analoog, behalve dat men moet rekenen met een andere verhouding $L_r : L_g : L_b$; door de selectieve werking van de spiegels veranderen namelijk de kleurpunten van de grondkleuren. Voorts dienen bij de berekening van de vereiste elektrische vermogens der projectiebuizen de transmissieverliezen in de spiegels in rekening te worden gebracht. Zoals reeds werd vermeld, geeft men bij gebruik van kleursplitsende spiegels de voorkeur aan optieken van het „opgevouwen” type; deze hebben een kleinere transmissiecoëfficiënt. Bij gelijke afmetingen van de projectoren resulteert dit alles hierin dat de maximaal bereikbare topluminantie ongeveer half zo groot wordt. Projectoren volgens het gegeven voorbeeld, gebruikt met kleursplitsende spiegels, zullen dus een maximale luminantie van ca. 10 cd/m^2 kunnen leveren.

Tabel II geeft de afmetingen van vier door ons uitgevoerde projectoren. Kolom 1 correspondeert

Tabel II. Gegevens van vier uitgevoerde Schmidt-optieken voor kleurentelevisie.

	1	2	3	4
Kleursplitsende spiegels	zonder	met	met	met
Optieken	rechtuit	opge- vouwen	opge- vouwen	opge- vouwen
Beeld op projectiescherm:				
Hoogte h' (m)	2,25	2,25	0,35	0,22
Breedte b' (m)	3,00	3,00	0,46	0,29
Max. luminantie $L_{\max}'$ (cd/m ²)	20	10	200	200
Contrastverhouding	35	25	25	25
Definitie *) (aantal lijnen)	600	425	450	500
Versterkingsfactor μ	2,8	2,8	7	7
Middellijn buis- venster (m)	0,13	0,13	0,06	0,06
Kromtestraal R holle spiegel (m)	0,40	0,40	0,20	0,20
Brandpuntsafstand f' (m)	0,208	0,208	0,104	0,104
Middellijn D correctie- plaat (m)	0,28	0,25	0,125	0,125
Projectieafstand A' (m)	6	6	0,825	0,645
Vergroting $ N $	31	31	9,2	7,4

*) Bepaald met behulp van een R.M.A.-toetsplaat.

vrijwel met het hierboven gegeven berekenings-
voorbeeld.

Constructie van de optieken

De projectiebuis, met focusseerspoel en afbuigspoelen, moet zodanig in de optiek bevestigd zijn dat optische scherpstelling ten opzichte van de holle spiegel mogelijk is. Daartoe moet de buis zowel axiaal voor- en achteruit kunnen bewegen als kunnen draaien om twee assen die, door het midden van het fluorescentiescherm gaande, loodrecht op elkaar en loodrecht op de as van de buis staan. Fig. 10 laat zien hoe dit alles is opgelost bij de optieken van de in fig. 4 afgebeelde projector. De projectiebuis P met zijn spoelen D en F is opgehangen in een brug B , die door veren tegen drie punten aan getrokken wordt. Twee van deze punten, U en V , zijn vast en liggen op de horizontale lijn door het midden van het fluorescentiescherm. Draait men de beide schroefstangen I evenveel in dezelfde richting, dan verplaatst de buis zich voor- of achteruit; draait men ze evenveel in onderling tegengestelde richtingen, dan beweegt de buis om de verticaal door het genoemde midden. Het derde steunpunt, W , is verticaal verplaatsbaar met de schroef II , zodat de buis ook in een verticaal vlak kan draaien, om de as UV . Op deze wijze is het gehele beeldoppervlak scherp te stellen, terwijl de verschillende instellingen voldoende onafhankelijk van elkaar zijn.

Een belangrijk punt bij het ontwerpen van de optieken is de vignettering. Men moet ernaar streven, de vignettering links en rechts gelijk te

houden, om het beeld links en rechts even helder te doen zijn. Bij gebruik van kleursplitsende spiegels wordt één van de drie beelden omgekeerd ten opzichte van de beide andere, zodat het, om kleurverloop te vermijden, van bijzonder belang is dat de optieken ook boven en onder dezelfde vignettering vertonen. Dank zij de volkomen symmetrie in verticale richting voldoen de gebruikte optieken hieraan.

Over de bewegingsmogelijkheden van de spoelen komen wij aanstonds te spreken. Hier zij slechts opgemerkt dat dooreengrijpen van het focusseerveld en de afbuigvelden aanleiding kan geven tot een oncorrigeerbare superpositiefout, namelijk tot ongelijke krommingen van horizontale en verticale lijnen in de drie grondkleurbeelden. Het dooreengrijpen van de velden moet dus voorkomen worden, b.v. door tussen de focusseerspoel en de afbuigspoelen een koperen ring en een magnetisch goed geleidende ring aan te brengen.

Middelen ter superpositie van de grondkleurbeelden

Om de drie grondkleurbeelden op het projectiescherm tot dekking te kunnen brengen, moet men beschikken over een aantal (ten dele boven al vermelde) correctie- en regelmogelijkheden:

- 1) Werkt men met scheefstaande projectoren (fig. 5), dan is trapeziumcorrectie (fig. 6 en 8) nodig om de trapeziumvormige beelden tot rechthoekige te maken.
- 2) De drie rechthoekige beelden moeten even groot zijn; men moet de afbuigstromen dus in amplitude kunnen regelen.
- 3) Er kan een lineariteitscorrectie in de afbuiging nodig zijn, om ervoor te zorgen dat de drie lichtstippen op het projectiescherm even snel bewegen.
- 4) Er is een translatie nodig, om de middens van de drie beelden tot samenvallen te brengen.
- 5) Er is een rotatie nodig, om de beelden met hun lange zijden evenwijdig te plaatsen.

Daarbij komt nog dat men rekening moet houden met spreiding in verschillende onderdelen: de projectiebuizen vertonen spreiding in de afbuigingsgevoeligheid en in de stand van het elektronenkanon ten opzichte van de as van de buis, de hoek tussen de beide afbuigingsrichtingen wijkt bij de verschillende stellen afbuigspoelen enigszins van 90° af, enz.

De meeste correcties kunnen worden aangebracht in de afbuiging. Wij zullen dan ook eerst de afbuigschakelingen bespreken.

De afbuigschakelingen

Afgezien van correcties, moeten de afbuigingen van de elektronenbundels in de drie projectiebuizen

volkomen identiek zijn. De drie afbuigstromen voor elk van de beide richtingen zouden dus eveneens identiek moeten zijn indien de afbuigspoelen precies gelijk waren en de buizen nauwkeurig dezelfde afbuigingsgevoeligheid hadden. Om a priori deze gelijkheid van de stromen zoveel mogelijk te verzekeren, verdient het gebruik van één gemeenschappelijke generator voor elk van de beide afbuigingsrichtingen de voorkeur boven het gebruik

volkomen identiek waren. Parallel met iedere spoel bevindt zich echter een parasitaire capaciteit, zodat serieschakeling de stromen door de drie spoelen in feite drie trillingskringen in serie zijn geschakeld, waarvan elk weer trillingen in zijn eigen frequentie kan gaan uitvoeren, en deze frequenties zijn in het algemeen niet gelijk. Er ontstaan dus toch weer verschillen tussen de afbuigstromen, met superpositiefouten als gevolg. Een ander bezwaar is nog

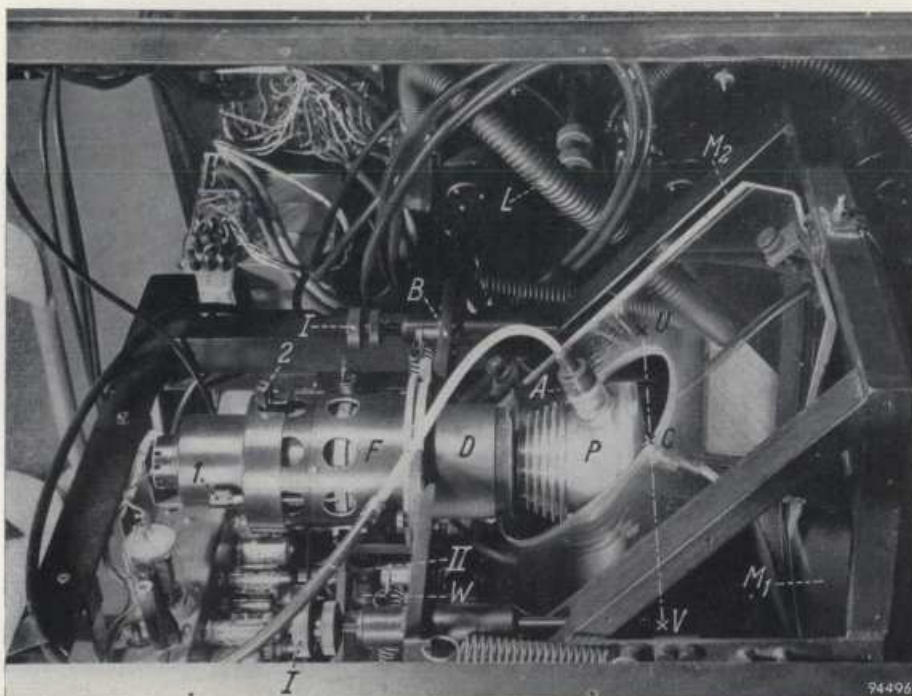


Fig. 10. Eén van de optieken van de in fig. 4 afgebeelde grootbeeldprojector. *P* projectiebuis, met anodeaansluiting *A*, afbuigspoelen *D* en focusseerspoel *F*. *M*₁ holle spiegel. *M*₂ vlakke 45°-spiegel. *L* slang waardoor koellucht tegen het buisvenster wordt geblazen. Links beneden: videoversterker. Buis en spoelen zijn opgehangen in een brug *B*, waarvan *U*, *V* en *W* de steunpunten zijn. Draait men beide schroeven *I-I* in dezelfde richting, dan beweegt de buis axiaal; draait men ze in tegengestelde richtingen, dan zwenkt de buis om de verticale lijn door het midden *C* van het fluorescentiescherm. Draaien aan schroef *II* verplaatst het steunpunt *W* op of neer, zodat de buis draait om de horizontale lijn *UV* door *C*. De bedieningsorganen *I* en *2* dienen voor het bewegen van de focusseerspoel (zie beneden).

van afzonderlijke generatoren voor iedere projectiebuis. In dit laatste geval zouden namelijk de vrije trillingen die in de afbuigspoelen en -transformatoren kunnen optreden, onafhankelijk van elkaar zijn, wat een nauwkeurige superpositie van de drie grondkleurbeelden onmogelijk zou maken. Ook zouden dan veranderingen in de eigenschappen van de generatorbuizen tot gevolg hebben dat de afbuigstromen op den duur verschillen in amplitude gingen vertonen, en de grondkleurbeelden dus verschillen in afmetingen. Bovendien zou het een kostbare methode zijn.

Bij gebruik van een gemeenschappelijke generator kan men de drie afbuigspoelen er in serie of parallel op aansluiten. Men zou kunnen menen dat bij

dat aan twee van de drie spoelen hoge piekspanningen ten opzichte van aarde optreden, die aanleiding tot moeilijkheden kunnen geven.

Bij parallelschakeling staat dezelfde spanning over de drie spoelen, zodat deze niet onafhankelijk van elkaar kunnen trillen. Door in serie met elke spoel een regelbare impedantie te schakelen, kan men de amplitude en de lineariteit beïnvloeden. Eventuele andere correcties kunnen hier zeer eenvoudig worden ingevoerd, zoals aanstonds zal blijken. Om deze redenen wordt uitsluitend parallelschakeling gebruikt.

Parallellogramcorrectie

Bij afbuigspoelen behoort de hoek tussen de beide

afbuigingsrichtingen precies 90° te zijn. In de praktijk echter vertoont deze hoek een zekere spreiding. Een afwijking van 90° komt hierin tot uiting dat verticale en horizontale lijnen in de scène worden afgebeeld als lijnen die niet precies loodrecht op elkaar staan. Normale spoelstellen vertonen deze afwijking in zo geringe mate dat ze bij zwart-wittelevisie niet opvalt. Bij kleurentelevisie echter kunnen de afwijkingen, doordat ze in de drie grondkleurbeelden in verschillende mate of in verschillende richtingen optreden, storend zijn. Om hieraan te ontkomen, moet men of uiterst zorgvuldig geconstrueerde spoelstellen gebruiken, of door elektrische correctie de fout opheffen.

Voor elektrische „parallellogramcorrectie” injecteert men in de spoelen voor de horizontale afbuiging een correctiestroom die evenredig is met de verticaal afbuigende stroom i_v . Aangezien de frequentie van i_v zo laag is dat de genoemde spoelen zich voor i_v vrijwel als een weerstand gedragen, kan men ermee volstaan, in serie met deze spoelen een (regelbare en commuteerbare) spanning te introduceren die evenredig met i_v is. Bij voorkeur worden deze spanningen betrokken van afzonderlijke bronnen, ten einde de instellingen onafhankelijk van elkaar te maken. Het zal duidelijk zijn dat de parallellogramcorrectie slechts bij twee van de drie grondkleurprojectoren behoeft te worden aangebracht.

Amplituderegelingen

De uitgangszijde van de gemeenschappelijke generator voor de verticale afbuiging is geschakeld volgens fig. 11. Zoals gezegd, gedragen de verticaal afbuigende spoelen zich voor de stroom i_v in eerste benadering als een weerstand. Daar ze echter ook enige zelfinductie hebben, zou het verloop van de zaagtandstroom niet lineair blijven indien men de amplitude uitsluitend met een regelbare weerstand in serie met elke spoel instelde; dan zou namelijk de verhouding van totale weerstand tot zelfinductie

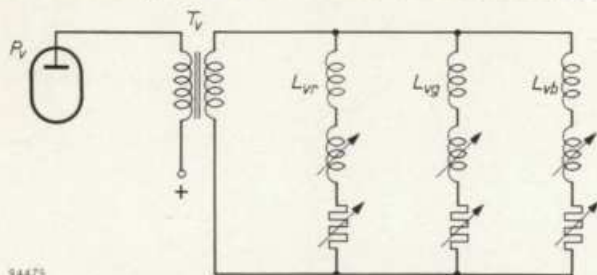


Fig. 11. Amplituderegeling van de verticale afbuigingen. L_{vr} , L_{vg} , L_{vb} verticaal afbuigende spoel van resp. de rode, de groene en de blauwe projector. P_v eindbuis van de gemeenschappelijke zaagtandgenerator. In serie met elk van de spoelen een regelbare weerstand en, om de verhouding van totale weerstand tot zelfinductie constant te houden, een regelbare zelfinductie.

variëren, en daarmee de krommevorm van de stroom, wat een oorzaak van superpositiefouten zou zijn. Om de zaagtandvorm bij de drie projectiebuisen gelijk te kunnen houden, moet men dus in serie met elke spoel ook een kleine regelbare zelfinductie opnemen (fig. 11).

Bij de spoelen voor de horizontale afbuiging is het juist andersom. Deze gedragen zich voor de stroom i_h die erdoor loopt, in hoofdzaak als een zelfinductie. De amplitude-instelling moet hier dus geschieden door middel van een regelbare zelfinductie in serie met iedere spoel, terwijl ook een kleine regelbare weerstand aanwezig moet zijn, waarmee men de verhouding van weerstand tot totale zelfinductie constant kan houden. Bij de generator voor de horizontale afbuiging is het echter wenselijk dat de belasting zoveel mogelijk constant blijft. Daarom verdient een potentio-meterschakeling van zelfinducties de voorkeur, zoals in fig. 12 is voorgesteld.

Fig. 12 laat ook zien hoe bij een grootbeeldprojector de parallellogramcorrectie wordt verkregen. De transformatoren T_r en T_b worden, onafhankelijk van elkaar, gevoed uit een pentode P_r resp. P_b , die bestuurd wordt door een regelbaar gedeelte van de stuurspanning van de eindbuis voor de verticale afbuiging. Aldus worden over de weerstanden r_r en r_b spanningen opgewekt die gelijkvormig met i_v zijn en waarmee de parallellogramcorrectie op de stroom i_h door de horizontaal afbuigende spoel L_{hr} resp. L_{hb} tot stand wordt gebracht.

Via de pentode P_{lin} en de transformator T_{lin} wordt bovendien nog een zaagtandvormige correctiespanning geïntroduceerd, die de lijnfrequentie heeft en met de katodeweerstand van P_{lin} regelbaar is. Hiermee kunnen afwijkingen van de lineariteit van de zaagtandgenerator worden gecompenseerd (dus voor de drie horizontale afbuigingen tegelijk).

De hoofdamplituderegeling voor de drie spoelen gemeenschappelijk wordt elders in de afbuig-generator uitgevoerd. Dit geldt ook voor de verticale afbuiging.

Trapeziumcorrectie

Zoals boven werd besproken, moeten bij volgens fig. 5 opgestelde projectoren correcties worden toegepast op de verticale en de horizontale afbuiging van de beide buitenste projectoren.

Een schakeling waarmee op de verticaal afbuigende stroom de correctiestroom gesuperponeerd wordt, is gegeven in fig. 13. De ongecorrigeerde zaagtandstroom wordt toegevoerd via de transformator T_v , de correctiestroom via de transformator T_{vc} . De schakeling is zodanig dat de stromen

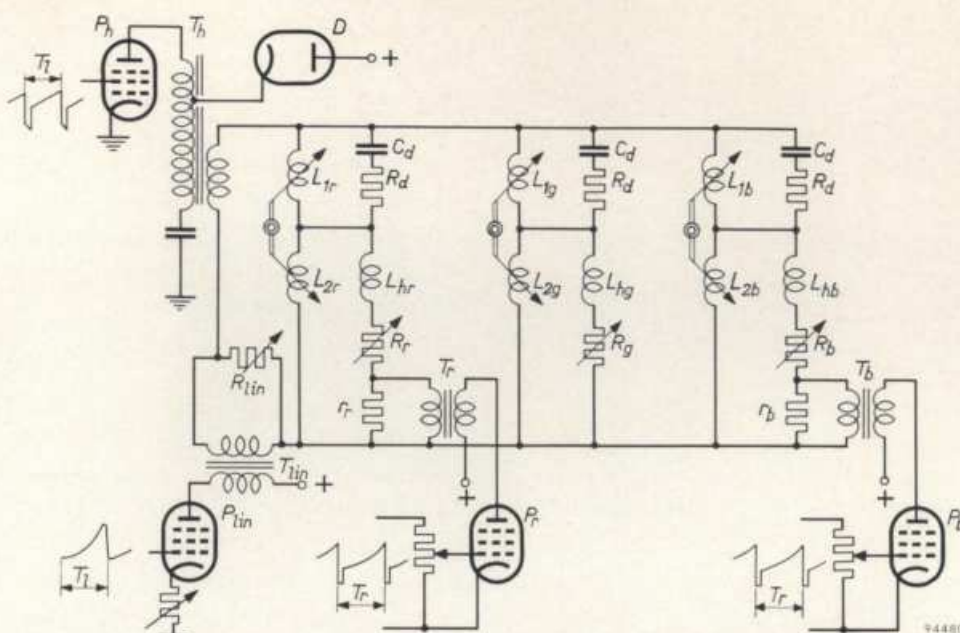


Fig. 12. Amplituderegeling van de horizontale afbuigingen. L_{hr} , L_{hg} , L_{hb} horizontaal afbuigende spoel van resp. de rode, de groene en de blauwe projector. P_h eindbuis van de gemeenschappelijke zaagtandgenerator. T_h transformator. D seriespaardiode (gebruikelijk bij horizontale afbuiging). L_{1r} - L_{2r} , L_{1g} - L_{2g} , L_{1b} - L_{2b} potentiometers van regelbare zelfinducties. R_r , R_g , R_b regelbare weerstanden, waarmee de verhouding van totale zelfinductie tot weerstand constant gehouden kan worden. R_d - C_d ketens voor het dempen van parasitaire trillingen. Via pentode P_{lin} , transformator T_{lin} en weerstand R_{lin} wordt de door T_h geleverde zaagtandstroom gelineariseerd (met de regelbare katodeweerstand van P_{lin}). Via P_r - T_r - r_r resp. P_b - T_b - r_b wordt bij de rode en de blauwe projector een correctiestroom toegevoerd die evenredig met i_v is (parallellogramcorrectie). T_l = lijntijd, T_r = rasterstijd.

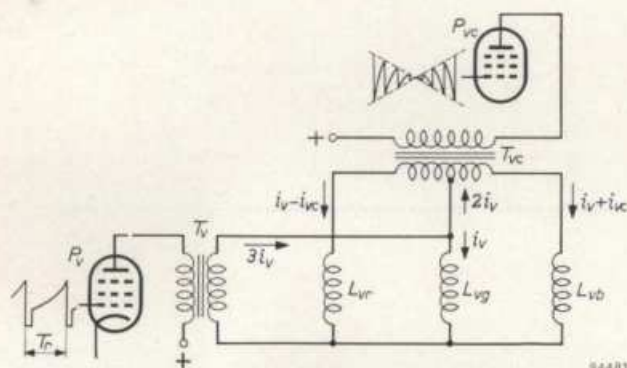


Fig. 13. Schakeling waarmee bij de spoelen L_{vr} en L_{vb} de trapeziumcorrectiestroom i_{vc} aan de verticaal afbuigende stroom i_v wordt toegevoegd. P_{vc} buis die de correctiestroom levert. T_{vc} balanstransformator. Overige letters als in fig. 11.

onderling de goede richting hebben en dat de generatoren waardoor ze worden opgewekt, elkaar niet storen.

In fig. 14 is in principe weergegeven hoe de correctiestroom kan worden verkregen. De spanningen e_1 en e_2 zijn tegengesteld verlopende zaagtandspanningen, met de rasterfrequentie $1/T_r$. De schakelaars S_1 en S_2 (in werkelijkheid zijn dit buizen) zijn alleen gesloten gedurende de terugslag van de lijnzaagtand. Bij open schakelaars geldt met goede benadering voor de spanningen u_1 en u_2 over de condensatoren C_1 resp. C_2 :

$$u_1 \approx (E + e_1) \frac{t - nT_l}{RC},$$

$$u_2 \approx (E + e_2) \frac{t - nT_l}{RC}.$$

Hierin is E een gelijkspanning, R de weerstand in serie met elk der condensatoren (beide met capaciteit C), T_l de lijntijd, n een geheel getal dat de beschouwde lijn aangeeft ($1 \leq n \leq 625$), en t een tijdstip zodanig dat

$$nT_l < t < (n+1)T_l.$$

Is $\bar{e}$ de topwaarde van e_1 en e_2 , en $\beta = \bar{e}/E$, dan is

$$E + e_1 = E \left(1 - \beta + \beta \frac{t}{T_r} \right)$$

en

$$E + e_2 = E \left(1 - \beta \frac{t}{T_r} \right).$$

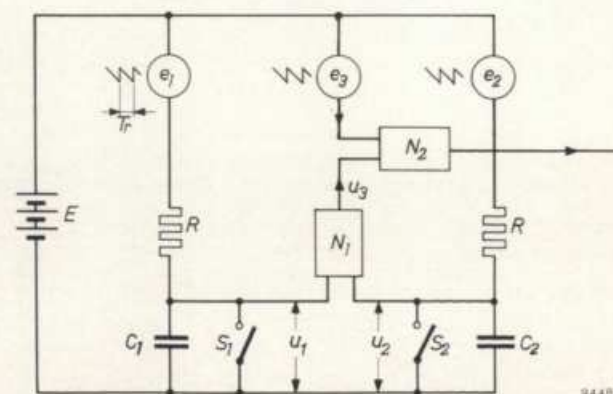


Fig. 14. Schema voor het opwekken van de trapeziumcorrectiestroom i_{vc} . De schakelaars S_1 en S_2 (in werkelijkheid buizen) zijn alleen gesloten gedurende de terugslag van de lijnzaagtand. e_1 , e_2 en e_3 zijn zaagtandspanningen met de rasterfrequentie. Netwerk N_1 brengt de aftrekking $u_1 - u_2 = u_3$ tot stand, netwerk N_2 de optelling $u_3 + e_3$.

Hieruit volgt voor de condensatorspanningen:

$$u_1 \approx E \left(1 - \beta + \beta \frac{t}{T_r} \right) \frac{t - nT_1}{RC},$$

$$u_2 \approx E \left(1 - \beta \frac{t}{T_r} \right) \frac{t - nT_1}{RC},$$

welke het in fig. 15a resp. 15b getekende verloop hebben. Het verschil van deze beide spanningen is een spanning u_3 :

$$u_3 = u_1 - u_2 \approx \beta E \left(-1 + \frac{2t}{T_r} \right) \frac{t - nT_1}{RC}$$

(fig. 15c). Hierbij heeft nog slechts een zaagtandspanning

$$e_3 = \frac{1}{2} \beta E \left(1 - \frac{2t}{T_r} \right) \frac{T_1}{RC}$$

met de rasterfrequentie (fig. 15d) te worden opgeteld, om een spanning te geven die het gewenste verloop heeft (fig. 15e, vgl. fig. 8a). De aftrekking $u_1 - u_2$ wordt tot stand gebracht in het netwerk N_1 , de optelling $u_3 + e_3$ in het netwerk N_2 .

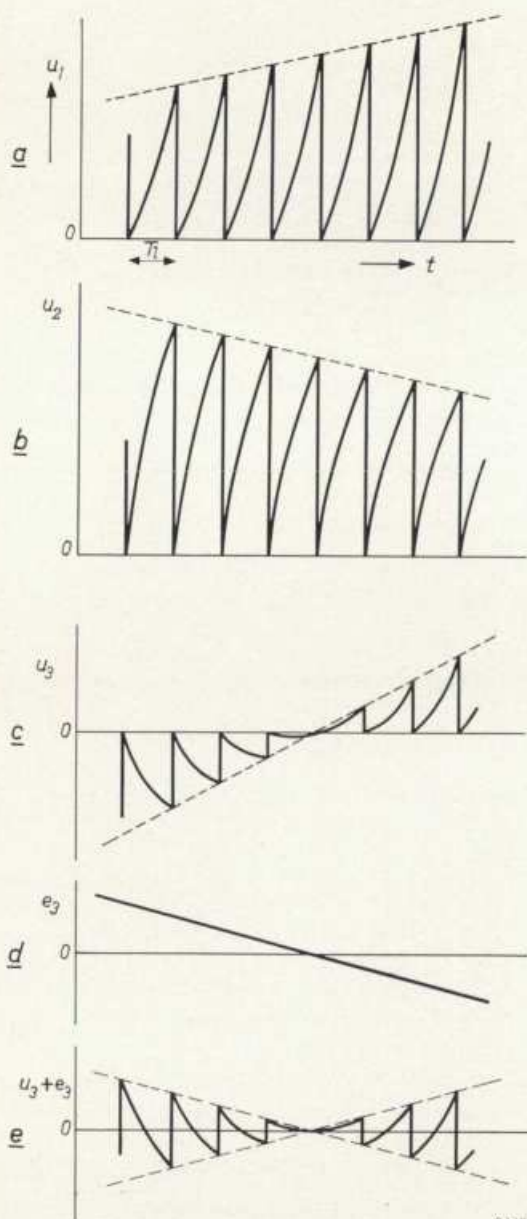


Fig. 15. Verloop van de spanningen u_1 , u_2 , $u_3 = u_1 - u_2$, e_3 en $u_3 + e_3$ in de schakeling van fig. 14.

Aan de horizontaal afbuigende stroom moeten bij de buitenste projectoren tegengesteld gerichte correcties worden toegevoerd, waarvan het verloop reeds in fig. 6b werd geschetst. Bij benadering is dit verloop parabolisch. Zulk een correctiestroom kan worden verkregen door in serie met de afbuigspoelen een zaagtandspanning e_{hc} met de lijnfrequentie te introduceren. Gedurende één lijnperiode T_1 kan e_{hc} worden voorgesteld door

$$e_h = A t, \quad \text{voor } -\frac{1}{2}T_1 \leq t \leq +\frac{1}{2}T_1,$$

waarin A een evenredigheidsfactor is. In de keten met zelfinductie L wekt deze spanning, indien de verliezen verwaarloosd mogen worden, een stroom i_{hc} op:

$$i_{hc} = \frac{1}{L} \int e_{hc} dt,$$

welke, op een integratieconstante na, gelijk is aan $(A/2L)t^2$ en dus een parabolisch verloop heeft. Fig. 16 geeft de schakeling. Evenals die van fig. 13, is deze zodanig gebalanceerd dat de twee generatoren geen invloed op elkaar hebben.

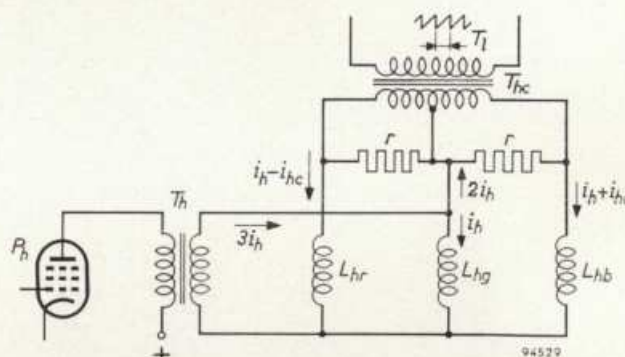


Fig. 16. Schakeling waarmee bij de spoelen L_{hr} en L_{hb} de correctiestroom i_{hc} aan de horizontaal afbuigende stroom i_h wordt toegevoerd. De transformator T_h , gevoed door de eindbuis P_h , levert de ongecorrigeerde zaagtandstroom $3i_h$. De balanstroom T_{hc} levert aan de weerstanden r een zaagtandspanning, die in de zelfinducties L_{hr} en L_{hb} de parabolisch verloopende correctiestroom i_{hc} doet ontstaan.

Translatie en rotatie van de beelden op het projectiescherm

Om de drie grondkleurbeelden tot dekking te brengen, moet men ze over het projectiescherm kunnen verschuiven tot hun middens samenvallen, en vervolgens draaien tot de beeldlijnen horizontaal lopen. Dit laatste gebeurt door bij iedere projectiebuis het stel afbuigspoelen om de as van de buis te draaien door middel van een instelknop. Het verschuiven van de beelden (translatie) kan op verschillende manieren worden verkregen: met behulp van regelbare gelijkstromen, door draaien van de

focusseerspoelen om assen loodrecht op de as van de buis, en door richten van de grondkleurprojectoren.

1) Stuurt men door elk van de zes afbuigspoelen een regelbare gelijkstroom, dan wekt men daarmee bij elk van de buizen een constant magnetisch dwarsveld op, dat in grootte en richting regelbaar is en waarmee men de elektronenbundel dus de gewenste constante afbuiging kan geven. Deze methode heeft het voordeel dat de bediening vanaf een willekeurige plaats kan geschieden. Hier staan echter een aantal nadelen tegenover, o.a. dat de stromen gestabiliseerd moeten worden, omdat de weerstand van de spoelen met de temperatuur verandert.

Als aan de afbuigstromen reeds andere correcties worden toegevoegd, is het bezwaarlijk, ook nog een regelbare gelijkstroom door de spoelen te sturen. Men kan voor deze stromen afzonderlijke wikkelingen in de afbuigspoelen aanbrengen, maar dan moet in serie met deze wikkelingen een hoge impedantie worden geschakeld, om te voorkomen dat de gelijkstroomspoelen zouden werken als kortgesloten wikkelingen.

Een andere mogelijkheid is, de gelijkstroomspoelen aan te brengen vóór de focusseerspoel (aan de zijde van het elektronenkanon dus). Daarbij moet erop gelet worden dat dit geen defocussing teweegbrengt en dat de elektronenbundel niet deels naast het diafragma terechtkomt, dat in de buis is aangebracht.

2) Een magnetisch dwarsveld van regelbare sterkte en richting kan ook worden verkregen door de stand van de focusseerspoel ten opzichte van de as van de projectiebuis te veranderen. Daartoe is een mechanische voorziening nodig, die het mogelijk maakt, elk van de focusseerspoelen te draaien om twee assen die loodrecht op elkaar staan en loodrecht op de as van de buis. Deze methode blijkt zeer stabiel te zijn en in de praktijk goed te voldoen, ondanks het volgende bezwaar. Het elektronenkanon van een projectiebuis vertoont in de praktijk een zekere afwijking ten opzichte van de nominale stand. Voor een juiste superpositie van de beelden moeten de focusseerspoelen dus verschillende standen ten opzichte van de nominale as van het systeem innemen. Wanneer men nu, nadat de beelden goed gesuperponeerd zijn, aan de „algemene focussering” draait, dan veranderen de drie focusseerstromen evenveel, maar de beelden verschuiven in willekeurige richtingen (die afhangen van de toevallige stand van het kanon in iedere buis) en de superpositie gaat dus verloren. Men moet daarom vooraf, door de drie focusseerstromen afzonderlijk in te stellen, de drie beelden scherpstellen en ze pas daarna op de een of andere wijze tot superpositie brengen.

Men zou dit bezwaar kunnen vermijden door de focusseerspoelen tevoren een zodanige stand te geven dat bij verandering van focusseerstroom de beelden niet verschuiven. Dan zou echter, door de afwijkende stand van het kanon, het beeld in het algemeen gedeeltelijk buiten het buisvenster vallen, wat uiteraard niet toelaatbaar is. Het is bovendien wenselijk dat de beelden zoveel mogelijk dezelfde stand op het buisvenster innemen, ter voorkoming van ongelijke vertekening (zowel optisch als elektronenoptisch).

3) Richten van de grondkleurprojectoren is een volkomen mechanische instelling, die gemakkelijk zeer stabiel te maken is. Elke projector moet hierbij draaibaar zijn om twee assen die loodrecht op elkaar staan en loodrecht op de as van de grondkleurprojector. Bij voorkeur zouden deze assen door het middelpunt van de correctieplaat moeten gaan. Ter wille van een eenvoudiger mechanische constructie echter kan men hiervan zonder bezwaar afwijken; bij verdraaien van de projectoren verandert dan weliswaar de afstand tot het scherm, maar deze veranderingen zijn zo klein dat er geen merkbare fout door ontstaat.

In de door ons geconstrueerde projectoren wordt gebruik gemaakt van een combinatie van de methodes (2) en (3): door draaien van de focusseerspoelen (met de knoppen 1 en 2, fig. 10) worden de beelden zo goed mogelijk op het midden van de buisvensters gebracht, en daarna worden de drie beelden op het scherm gesuperponeerd door richten van de grondkleurprojectoren.

De hoogspanning

De hoogspanning in onze projectoren voor kleine beelden bedraagt 25 kV, in die voor grote beelden 50 kV. Van groot belang is dat bij fluctuaties van belasting en netspanning de hoogspanning zeer constant moet zijn. Bij verandering van de hoogspanning treden namelijk de volgende verschijnselen op:

- a) Verandering in de afmetingen van de beelden, doordat de afbuigingsgevoeligheid afhangt van de hoogspanning. Kleine veranderingen van afmetingen zijn toelaatbaar, mits ervoor gezorgd is dat ze bij de drie grondkleurbeelden in dezelfde mate en tegelijk optreden. Daarom voedt men de drie projectiebuizen uit een gemeenschappelijke hoogspanningsbron.
- b) Onderlinge verschuiving van de drie grondkleurbeelden. Het magnetische dwarsveld, waarvan in de vorige paragraaf sprake was, is bij de drie projectiebuizen in het algemeen ver-

schillend van grootte en richting (afhankelijk van de toevallige stand van het kanon); bij verandering van de hoogspanning verschuiven de drie grondkleurbeelden dus in verschillende richtingen, zodat de superpositie verloren gaat.

- c) Elektronenoptische defocussing, wat verlies aan scherpte betekent.

De hoogspanning kan vrijwel onafhankelijk van de belastingsstroom worden gemaakt door parallelstabilisatie en door tegenkoppeling.

Onder parallelstabilisatie verstaat men de methode waarbij parallel met de belasting een triode is geschakeld die zodanig wordt bestuurd dat de totale belasting, gevormd door de drie projectiebuisen en de triode samen, constant is. Deze methode leent zich voor alle systemen van hoogspanningsopwekking. Daar triodes voor dit doel zijn ontwikkeld die spanningen tot 80 kV kunnen verdragen, is parallelstabilisatie toepasbaar voor alle grootten van beelden.

De andere methode maakt gebruik van een gecombineerde stroom- en spanningstegenkoppeling op de hoogspanningsgenerator. Deze laatste bestaat in dit geval bij voorkeur uit een oscillator, die een spanning van vrij hoge frequentie opwekt, en een cascadeschakeling van diodes en condensatoren (spanningsvermenigvuldiger)⁶⁾. Een regelspanning, die zowel van de belastingsstroom als van de gelijkspanning afhankelijk is, werkt b.v. op het stuurrooster van de oscillatorbuis en op het regelgedeelte van de voedingsgelijkrichter van de oscillator. Op deze wijze kan de hoogspanning over het gehele belastingsgebied binnen 0,5% constant worden gehouden.

Geen van beide stabiliseringen is geheel vrij van traagheid, zodat ze niet snel genoeg reageren op sprongsgewijze belastingsveranderingen. Deze dienen te worden opgevangen door een buffercondensator van voldoende grote capaciteit.

De invloed van netspanningsschommelingen kan grotendeels worden opgeheven door gebruik van een netspanningsstabilisator of door de oscillator te voeden met een elektronisch gestabiliseerde gelijkspanning.

Proportionele helderheidsregelaar

Het is wenselijk dat een kleurentelevisieprojector is voorzien van een eenknopsbediening voor het instellen van de helderheid van de achtergrond. Met zulk een proportionele helderheidsregelaar worden de voorspanningen op de stuurroosters (wehneltcilinders) van de drie projectiebuisen te-

gelijk gevarieerd, zodanig dat in iedere stand van de knop — bij afwezigheid van videosignalen — het projectiescherm een neutrale grijze tint vertoont. De voorwaarde hiertoe is als volgt af te leiden.

Bij een katodestraalbuis bestaat bij benadering deze betrekking tussen de lichtstroom Φ en de stuurspanning V (gemeten vanaf het afknijppunt):

$$\Phi = c V^\gamma, \dots \dots \dots (9)$$

waarin c een constante is en de exponent γ tussen 2 en 2,5 ligt. De voorwaarde voor standaardwit C op het scherm is (met de gekozen grondkleuren):

$$\Phi_r : \Phi_g : \Phi_b = 29 : 51 : 20.$$

De stuurspanningen moeten zich dus verhouden als

$$V_r : V_g : V_b = \left(\frac{29}{c_r}\right)^{1/\gamma} : \left(\frac{51}{c_g}\right)^{1/\gamma} : \left(\frac{20}{c_b}\right)^{1/\gamma}, \quad (10)$$

als c_r , c_g en c_b de waarden van c in (9) zijn voor resp. de rode, de groene en de blauwe buis. Aangezien de verhoudingen in het rechterlid van (10) onafhankelijk van de helderheid zijn, moet het mogelijk zijn, het gestelde doel te bereiken door middel van lineaire regelweerstand.

De gebruikte schakeling is weergegeven in fig. 17. De helderheid van rood, groen en blauw afzonderlijk is in te stellen met de knoppen 2_r , 2_g en 2_b . Deze bedienen elk twee weerstanden (R_r' en R_r'' , R_g' en R_g'' , R_b' en R_b''), zodanig dat hun som, $R_r' + R_r''$ enz., constant blijft. De spanning over de potentiometers P_r , P_g en P_b is dus onafhankelijk van de stand der knoppen 2_r , 2_g en 2_b . Met de potentiometers p_r , p_g en p_b — de proportionaliteitsregelaars — kan men instellen, welk deel van de spanningsvariatie die aan het glijcontact van P_r , P_g en P_b bij draaien aan de knop 1 ontstaat, aan de roosters van

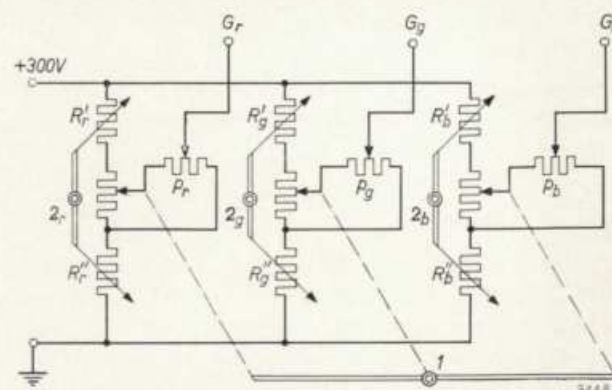


Fig. 17. Schema van de proportionele helderheidsregeling. Aan de punten G_r , G_g en G_b wordt de voorspanning voor de wehneltcilinders van resp. de rode, de groene en de blauwe projectiebuis afgenomen. 1 knop voor instelling van de algemene helderheid. 2_r , 2_g , 2_b knoppen voor instelling van de helderheid van rood, groen en blauw afzonderlijk. Met de potentiometers p_r , p_g en p_b wordt de juiste proportionaliteit ingesteld.

⁶⁾ J. J. P. Valetton, Philips techn. T. 14, 1, 1952.

de projectiebuizen wordt toegevoerd. Nadat 2_r , 2_g , 2_b , p_r , p_g en p_b goed zijn ingesteld, kan men met de knop 1 de algemene helderheid variëren, met behoud van de neutrale tint. Een aangename eigenschap van de schakeling is dat wanneer 1 op nul staat, de juiste instelling van 2_r , 2_g en 2_b gevonden kan worden onafhankelijk van de instelling van p_r , p_g en p_b . Als dit niet het geval was, zou het vinden van de juiste instelling van de knoppen 2 en de knoppen p een iteratieproces vergen.

Men kan zeggen dat, ten behoeve van de algemene helderheidsregelaar, met de afzonderlijke helderheidsregelaars 2 de verschillen in afknijpspanning van de projectiebuizen worden gecompenseerd, en met de proportionaliteitsregelaars p de verschillen in steilheid. In werkelijkheid voldoen de projectiebuizen niet precies aan de wet (9); aangezien echter de achtergrondshelderheid in de regel maar over een klein gebied instelbaar behoeft te zijn, ontstaan slechts zeer geringe afwijkingen van de kleurbalans.

De videoversterkers

Ieder van de drie projectiebuizen heeft zijn eigen videoversterker. Deze moet niet alleen voldoen aan de normale eisen die men aan videoversterkers stelt, maar ook aan enige bijzondere eisen, wegens het feit dat de drie versterkers samen verantwoordelijk zijn voor de kwaliteit van het verkregen kleurenbeeld.

Evenals bij zwart-wittelevisie, past men bij kleurentelevisie aan de zenzijde een compensatie toe voor de nominale niet-lineariteit van de weergeefbuizen, zoals deze tot uiting komt in verg. (9) ⁷⁾. In principe moeten dus de videoversterkers volkomen lineair zijn, zodat het gehele systeem lineair wordt, wat nodig is voor een juiste kleurweergave. Voert men aan de drie versterkers een zelfde videosignaal toe in een bepaalde onderlinge amplitudeverhouding, dan moet een zwart-wit beeld ontstaan. Indien echter de karakteristieken van de projectiebuizen onderling verschillende afwijkingen vertonen ten opzichte van de nominale karakteristiek — waarop de compensatie aan de zenzijde is gebaseerd —, dan wordt de grijsschaal, tussen zwart en wit, niet meer getrouw gereproduceerd. Er komen dan gebieden in de grijsschaal voor die niet meer neutraal van tint zijn, maar een kleur vertonen die afhangt van de verschillen tussen de werkelijke en de nominale buiskarakteristieken. Ook de meeste andere kleuren worden dan niet meer juist weergegeven.

Voor het verkrijgen van een grijze tint op het projectiescherm is het nodig dat de hoeveelheden

rood, groen en blauw licht een zeer bepaalde verhouding hebben. Indien de buiskarakteristieken voldoen aan de betrekking $\Phi = c V^\gamma$, moeten de stuurspanningen ook een bepaalde (zij het andere) verhouding hebben. In de praktijk evenwel treden afwijkingen van de genoemde betrekking op, waarvan de verzadiging van de fosforen een der voornaamste oorzaken is. Doordat de drie fosforen in eigenschappen verschillen, en bovendien, bij instelling op een grijze tint, de anodestromen van de projectiebuizen ongelijk zijn, zijn de afwijkingen van de betrekking $\Phi = c V^\gamma$ voor de drie grondkleuren niet gelijk; met name vertoont de rode fosfor dan de sterkste verzadiging. Vooral bij grootbeeldprojectie, waarbij de specifieke belasting van de fosforen groot is, treedt het verzadigingseffect sterk op. In de praktijk stelt men de respectieve stuurspanningen zo in dat zowel in de lichtste als in de donkerste partijen de grijze tinten goed worden weergegeven (fig. 18); de voorspanningen zijn zo

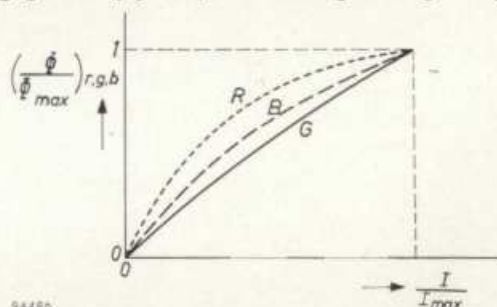


Fig. 18. Lichtstroom Φ in verhouding tot $\Phi_{\max}$, als functie van de anodestroom I in verhouding tot $I_{\max}$, voor de rode, de groene en de blauwe projectiebuis (resp. R, G en B). Verzadiging treedt het sterkst op bij rood, het minst bij groen.

gekozen dat de projectiebuizen juist zijn afgeknepen wanneer er geen signaal aanwezig is. Uit fig. 18 blijkt dat in het gebied van de grijsschaal tussen zwart en maximaal wit relatief te veel rood licht op het scherm valt. Dit effect kan men compenseren door in de videoversterkers zodanige niet-lineariteiten aan te brengen dat de versterking in de donkere partijen groter is dan in de lichte. De karakteristiek die de uitgangsspanning als functie van de ingangsspanning weergeeft, kan bij benadering worden gerealiseerd door een geknikte rechte ⁸⁾.

Overigens moet de versterking van de drie videoversterkers zoveel mogelijk constant en onafhankelijk van de eigenschappen der versterkbuizen zijn. Het is daarom veelal nodig, tegenkoppeling toe te passen en de gloeistroom te stabiliseren. In ieder geval moet elke versterker voorzien zijn van een contrastregelaar, waarmee men, zo nodig, de versterking kan corrigeren.

⁷⁾ Zie het slot van het artikel I.

⁸⁾ F. H. J. van der Poel en J. J. P. Valetton, Philips techn. T. 15, 224, 1953.

*a**b*

Fig. 19. Kleurentelevisieprojector voor gebruik als studiomonitor (beeld 22 bij 29 cm, maximale luminantie 200 cd/m^2); *a*) compleet, met in het bovenste paneel het doorsichtscherm van polyvinylchloride; *b*) de bovenste twee panelen verwijderd. *R, G, B* grondkleurprojectoren (met opgevouwen stralen). *r, b* kleursplitsend spiegelkruis. *N* vlakke spiegel onder 45° .

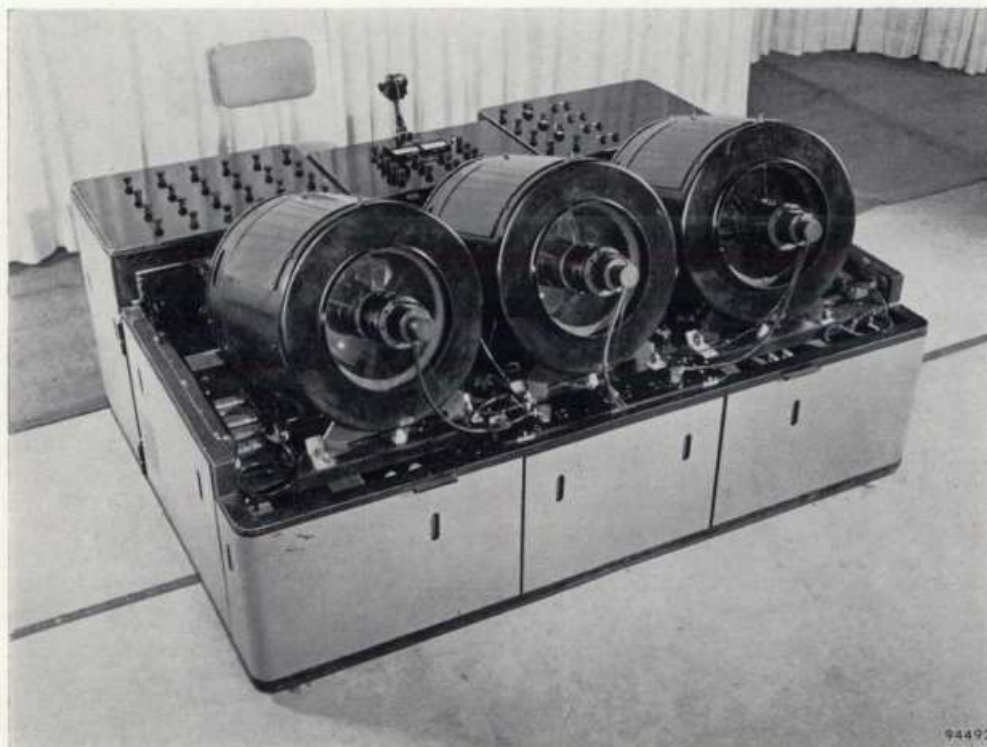


Fig. 20. Grootbeeldprojector met naast elkaar geplaatste, rechthoekig projecterende, Schmidt-optieken, in geopende toestand; zie ook fig. 21 en fig. 22.

Enige uitgevoerde installaties

Verschillende van de beschreven principes zijn toegepast in de projectoren voor kleurentelevisie die in het Philipslaboratorium te Eindhoven zijn geconstrueerd.

Voor betrekkelijk kleine beelden (35 bij 46 cm, 22 bij 29 cm) wordt gebruik gemaakt van experimentele projectiebuisen, met dezelfde afmetingen en voor dezelfde spanningen als de zwart-witbuis MW 6-2⁹⁾ (venster 6 cm middellijn, anodespanning 25 kV). Elk is geplaatst in een Schmidt-optiek met 45°-spiegel, van het type dat destijds voor de MW 6-2 is ontwikkeld²⁾. Via een kruis van kleursplitsende spiegels en nog een verdere, gewone, onder 45° opgestelde, spiegel valt het licht op een doorzichtscherf van polyvinylchloride. Aan voor- en achterzijde aangebrachte groeven verlenen dit scherm de gewenste richtingskarakteristiek. Fig. 19 toont zulk een projector, die bestemd is als studio-monitor. Het beeld is 22 bij 29 cm groot en heeft een maximale luminantie van ca. 200 cd/m².

Voor grote beelden (2,25 bij 3 m) worden experimentele projectiebuisen gebruikt, met een venster van 13 cm middellijn en een anodespanning van 50 kV. In fig. 4 is reeds een foto gegeven van een grootbeeldprojector die met deze buizen en met kleursplitsende spiegels is uitgerust. Op een pelscherm met een versterkingsfactor $\mu = 2,8$ wordt een maximale luminantie van ca. 10 cd/m² verkregen. De elektrische bediening geschiedt op afstand, met behulp van een regellessenaar achter in de zaal.

In een ander type grootbeeldprojector is gebruik

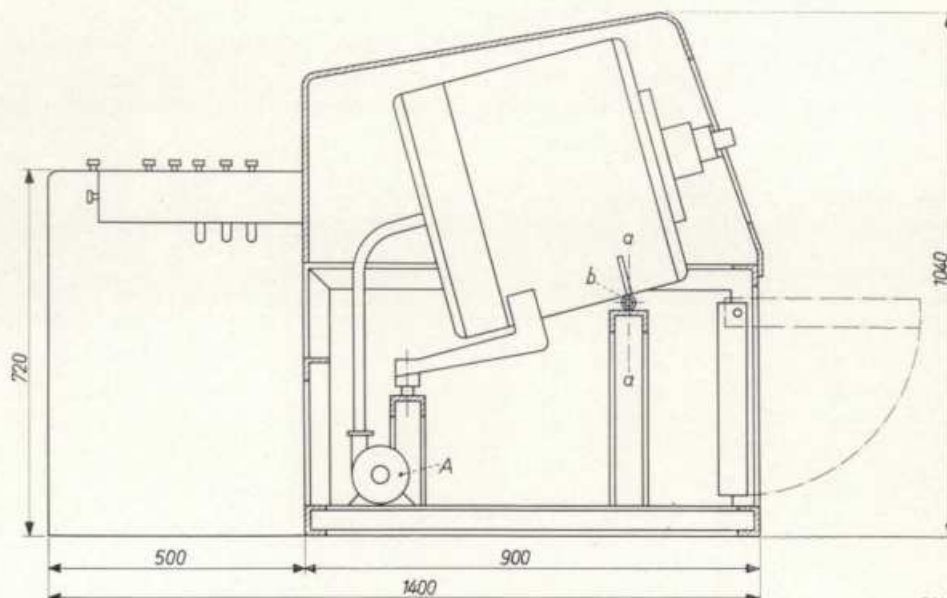
⁹⁾ J. de Gier, Philips techn. T. 10, 129, 1948.



Fig. 21. De projector van fig. 20, gesloten. Beeld 2,25 bij 3 m, maximale luminantie 20 cd/m².

gemaakt van naast elkaar opgestelde, rechthoek projecterende Schmidt-optieken (fig. 20). Het bedieningspaneel vormt hier één geheel met de projector (fig. 21). Op dit paneel bevinden zich o.a. zes bedieningsorganen voor het richten van de grondkleurprojectoren. Deze zijn draaibaar om twee assen: de verticale as *a-a* (fig. 22) en de horizontale

Fig. 22. Hoofdafmetingen van de in fig. 20 en 21 afgebeelde grootbeeldprojector. Door middel van bedieningsorganen, die de operator onder zijn bereik heeft, kunnen de grondkleurprojectoren draaien om de verticale as *a-a* (kogelgewricht) en om de horizontale as *b* (loodrecht op het vlak van tekening). *A* is de ventilator voor koeling van de projectiebuis.



as door de steunpunten *b*. Dank zij de afwezigheid van kleursplitsende spiegels en 45°-spiegels wordt hier — weer op een parelscherm met $\mu = 2,8$ — een maximale luminantie van ca. 20 cd/m² bereikt. Bovendien zijn de scherpste en het contrast hier aanzienlijk beter dan bij de projector van fig. 5, terwijl de hoogte (fig. 22) ruim 30 cm kleiner is.

Samenvatting. Bij het weergeven van kleurentelevisiebeelden door middel van projectie worden drie projectieweergeefbuizen gebruikt met resp. een rood, een groen en een blauw lichtende fosfor. Elk van deze buizen is geplaatst in een Schmidt-optiek, die hetzij een „opgevouwen” stralengang heeft, hetzij „rechtuit projecteert”. In hoofdzaak worden twee methodes besproken voor het superponeren (tot dekking brengen) van de drie grondkleurbeelden. De eerste maakt gebruik van kleursplitsende spiegels, in combinatie met optieken met opgevouwen stralen. Het projecteren gebeurt hier schijnbaar

vanuit één punt, zodat de drie grondkleurbeelden in principe congruent zijn. Dit is niet het geval bij de methode met niet-evenwijdig naast elkaar geplaatste grondkleurprojectoren, waarvan de twee buitenste trapeziumvormige beelden leveren. Deze beelden kunnen echter tot rechthoekige worden teruggebracht indien men aan de afbuigstromen van de buitenste projectoren bepaalde correcties toevoegt. Besproken worden de vorm en de wijze van opwekking van deze correctiestromen (trapeziumcorrectie). Andere kwesties die in verband met de afbuiging ter sprake komen, zijn de parallelogramcorrectie (opheffing van de scheefheid), amplituderegelingen, en translatie en rotatie van de beelden op het projectiescherm. Voorts worden behandeld de hoogspanningsstabilisatie, de proportionele helderheidsregeling en de videoversterkers. Het artikel besluit met enige bijzonderheden over kleurentelevisieprojectoren die in het Philipslaboratorium te Eindhoven zijn geconstrueerd: studiomonitors (met kleursplitsende spiegels; beeld 22 bij 29 cm en 35 bij 46 cm; maximale luminantie 200 cd/m²), een grootbeeldprojector met kleursplitsende spiegels (beeld 2,25 bij 3 m; maximale luminantie 10 cd/m²), en een grootbeeldprojector met naast elkaar geplaatste grondkleurprojectoren (beeld 2,25 bij 3 m; maximale luminantie 20 cd/m²).

ZICHTBAARMAKING VAN GEBIEDEN VAN WEISS DOOR HET FARADAY-EFFECT

538.614

Door afkoelen van een eutectische smelt kunnen grote plaatvormige eenkristallen worden verkregen van de hexagonaal kristalliserende verbinding $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, het hoofdbestanddeel van het keramische, magnetisch harde, materiaal ferroxdure. Bij dit proces, dat in het Philipslaboratorium te Eindhoven al enige jaren wordt toegepast¹⁾, blijken onder bepaalde omstandigheden ook uiterst dunne kristalplaatjes te ontstaan, ter dikte van minder dan 1 micron en met een oppervlakte van de orde van 1 mm^2 . Röntgendiffractieopnamen toonden aan dat deze minuscule plaatjes eveneens eenkristallen van $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ zijn, met de hexagonale as loodrecht op het vlak van het plaatje.

¹⁾ A. L. Stuijts, wordt binnenkort elders gepubliceerd.

Het bijzondere van deze plaatjes is, dat zij tamelijk goed doorzichtig zijn voor rood licht. (Dit houdt verband met de uiterst grote soortelijke weerstand van $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Ferroxcubematerialen, waarin naast driewaardige ionen van ijzer ook tweewaardige metaalionen voorkomen, hebben eo ipso een groter geleidingsvermogen en een grotere lichtabsorptie dan $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, zodat een laag van 1μ dikte reeds geheel ondoorzichtig is.) Dank zij de doorzichtigheid van de plaatjes kan een elegante methode worden toegepast om de gebieden van Weiss in dit ferromagnetische materiaal rechtstreeks zichtbaar te maken: men bekijkt het plaatje onder een polarisatiemicroscop, waarvan men de nicols in onderling ongeveer loodrechte stand brengt. Men ziet dan beelden b.v. als hier gereproduceerd in fig. 1-3.



Fig. 1

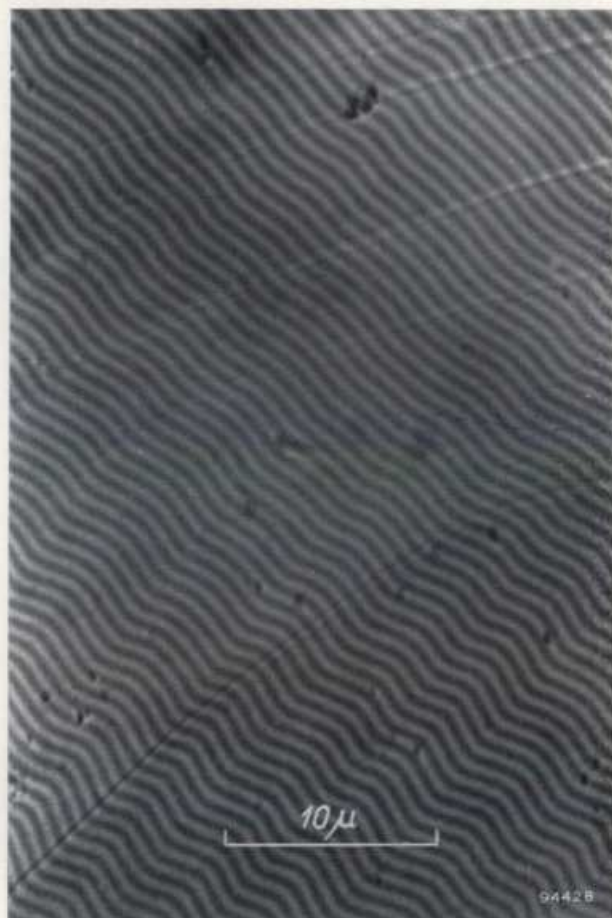


Fig. 2

Fig. 1. Eenkristalplaatje ($< 1 \mu$ dik) van $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ in maagdelijke toestand, gezien door de polarisatiemicroscop met onderling niet geheel loodrechte nicols. De lichte en de donkere strepen zijn langgerekte gebieden van Weiss.

Fig. 2. Hetzelfde plaatje als in fig. 1, nadat het gemagnetiseerd is geweest. Het patroon van gebieden van Weiss heeft een veel eenvoudiger vorm gekregen. (Uit de kras- en vlekvormige oppervlakfoutjes kan men zien dat het afgebeelde gedeelte van het plaatje grotendeels samenvalt met dat in fig. 1.)

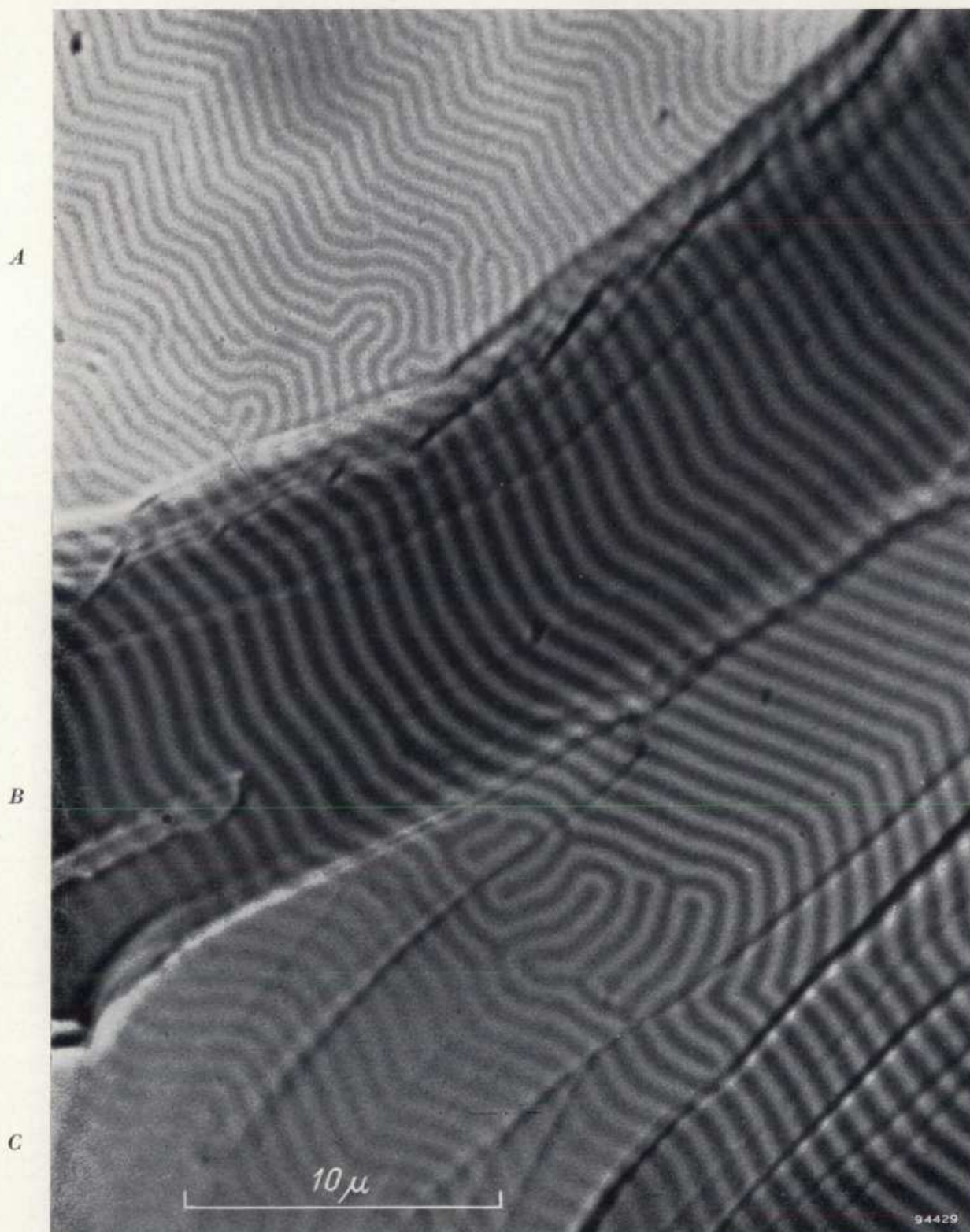


Fig. 3. Analoge opname als in fig. 2, van hetzelfde eenkristalplaatje, maar van een ander gedeelte hiervan. Het plaatje heeft hier terrasvormige verdikkingen, die als donkerder banen in het patroon zichtbaar worden. De gebieden van Weiss zijn in de donkere banen iets breder dan in de lichte. De „contractie” van het patroon bij de overgang naar kleinere plaatdikte wordt op sommige plaatsen door dislocatie-achtige storingen opgevangen.

Een korte verklaring van het ontstaan dezer beelden en een toelichting bij wat er in de beelden te zien is, moge hier volgen.

In elk der gebiedjes van Weiss in een ferromagnetisch materiaal zijn de magnetische momenten van de atomen of ionen parallel gericht, zodanig dat in

deze gebieden de verzadigingsmagnetisatie heerst. De richting van deze magnetisatie, die samenhangt met kristalanisotropie, vormanisotropie of spanningsanisotropie, is voor aan elkaar grenzende gebieden van Weiss verschillend. In $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ is de richting van de magnetisatie geheel bepaald door de zeer sterke kristalanisotropie: de magnetische voorkeursrichting is hier de hexagonale as (c -as). Bij de genoemde eenkristalplaatjes moet derhalve de magnetisatie van alle gebieden van Weiss loodrecht op het vlak van het plaatje staan, ondanks de grote ontmagnetiseringsfactor van de plaatvorm. De magnetisaties in de aan elkaar grenzende gebieden van Weiss in zulk een plaatje zijn dus gericht als in fig. 4 is geschetst, met de wanden tussen de gebieden — de Bloch-wanden — alle loodrecht op het plaatje. Doordat in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ de binding van de magnetisatie aan de hexagonale as zo sterk is, komen aan het oppervlak van het plaatje, in tegenstelling met andere materialen, ook géén zg. sluitgebieden voor (gebiedjes van Weiss met een magnetisatie evenwijdig met het oppervlak).

Laat men nu evenwijdig met de hexagonale as een bundel lineair gepolariseerd licht door zulk een plaatje vallen, dan treedt hierin het Faraday-effect op, d.w.z. een draaiing van het polarisatievlak, waarbij richting en grootte van de draaiing afhangen van de magnetisatie. Stel dat het door een bepaald gebied van Weiss gaande licht een draaiing van het polarisatievlak ondervindt volgens een rechtse schroef; het door een aangrenzend gebied gaande licht ondervindt dan, doordat de richting van de magnetisatie daar tegengesteld is, een even grote tegengestelde draaiing van het polarisatievlak, dus volgens een linkse schroef. In het uittredende licht plaatst men een analysator. Door deze niet precies loodrecht ten opzichte van de oorspronkelijke polarisatie-richting te zetten, maar in iets afwijkende stand, krijgt men een verschillende mate van doorlating voor de beide beschouwde lichtbundels; zie fig. 5. Tussen aan elkaar grenzende gebieden van Weiss ontstaat dus in het doorvallende licht een helderheidsverschil, zodat het gehele patroon van gebieden zichtbaar wordt²⁾.

²⁾ Over andere methodes om de gebieden van Weiss, althans aan het oppervlak van het preparaat, zichtbaar te maken (strepen van Bitter, magneto-optisch Kerr-effect, enz.), zie b.v. R. M. Bozorth, *J. Phys. et Rad.* **12**, 308, 1951, en B. W. Roberts, *Conf. Magn. and Magn. Mat.*, Pittsburgh, Pa., 14-16 juni 1955, blz. 192.

De hier beschreven methode met het Faraday-effect is ook toegepast door P. A. Miles; als doorzichtig ferromagnetisch diende daarbij oxydische ijzerverbindingen met de granaatstructuur (*Progr. Rep. M.I.T., Lab. Insul. Res.*, **21**, 17, 1957).

Op deze wijze zijn de beelden in fig. 1-3 ontstaan. De hexagonale as van het eenkristal staat loodrecht op het beeldvlak. De gebieden van Weiss, met magnetisatie-richtingen die afwisselend naar de beschouwer toe en van hem af wijzen, ziet men als lichte en donkere strepen. De merkwaardige labyrintachtige structuur in fig. 1 is het patroon van gebieden van Weiss in de „maagdelijke” toestand,

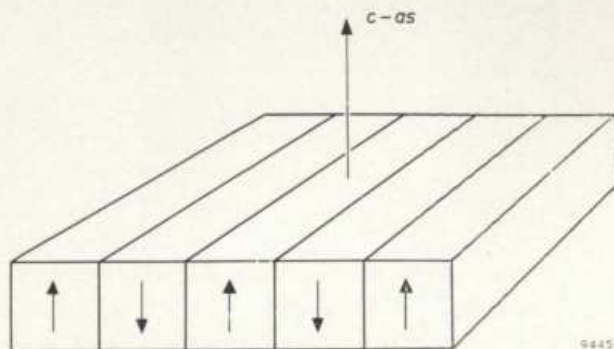


Fig. 4. Schematische voorstelling van de ligging der gebieden van Weiss in het eenkristalplaatje van $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. De Bloch-wanden staan loodrecht op het vlak van het plaatje, evenwijdig met de hexagonale c -as. De pijltjes geven de richting van de in elk gebied aanwezige verzadigingsmagnetisatie.

zoals die is ontstaan bij afkoelen van het materiaal vanaf een temperatuur boven het curiepunt. Fig. 2 is een foto van vrijwel hetzelfde gedeelte van het preparaat als in fig. 1, opgenomen nadat het preparaat in een veld van $48 \times 10^4 \text{ A/m}$ [6000 oersted] evenwijdig met de hexagonale as gemagnetiseerd was geweest. Het patroon van gebieden heeft hierdoor een veel eenvoudiger vorm aangenomen: de gebieden vormen langgerekte, tamelijk vlakke lagen. Het remanente magnetisme van het plaatje is, ten

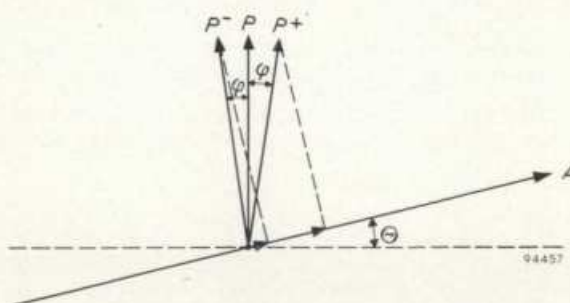


Fig. 5. Is P de polarisatie-richting van een (loodrecht op het vlak van het papier gerichte) lichtbundel, dan wordt deze door het Faraday-effect in een gebiedje van Weiss over een hoek φ gedraaid, naar P^+ , in het aangrenzende gebiedje over een even grote tegengestelde hoek, naar P^- . Een analysator met de doorlaatricting A , die een hoek $90^\circ - \Theta$ met P maakt, laat het licht met polarisatie-richting P^- in mindere mate door dan dat met P^+ .

De doorgelaten intensiteiten voor de twee gebiedjes staan tot elkaar als $\sin^2(\Theta - \varphi) : \sin^2(\Theta + \varphi)$. Het contrast is maximaal bij $\Theta = \varphi$, maar bij kleine hoek φ worden voor $\Theta = \varphi$ de doorgelaten intensiteiten te klein. Men kiest dan Θ zodanig dat het waargenomen beeld een goed compromis vormt wat betreft helderheid en contrast.

gevolge van de zeer grote ontmagnetiseringsfactor bij zulk een geringe dikte, vrijwel nul. Men ziet dit op de foto daaraan dat de lichte en de donkere strepen even breed zijn, in het totale volume is er dus geen overschot voor een der beide magnetisatie-richtingen.

De breedte van de gebieden van Weiss hangt af van de dikte van het eenkristalplaatje. Het vormen van een Bloch-wand kost nl. een zekere energie, evenredig met de wandoppervlakte, terwijl anderzijds de magnetostatische energie van het gehele lichaam door het vormen van Bloch-wanden verminderd wordt. Met toenemende materiaaldikte wordt de magnetostatische energie kleiner, de Bloch-wanden echter kosten door hun grotere oppervlakte (grotere hoogte) bij een zelfde spatiëring der wanden meer energie. Het minimum van de totale energie wordt dan bereikt met minder Bloch-wanden per strekkende cm, de gebieden van Weiss worden dus breder. Dit effect openbaart zich op verrassende wijze in fig. 3, een opname geheel analoog met fig. 2, maar verkregen van een ander gedeelte van het preparaat. Het kristalplaatje heeft hier terrasvormige verdikkingen, die — door de sterkere lichtabsorptie — te zien zijn als brede donkere banen welke zich dwars door het gehele patroon uitstrekken. In de donkere banen zijn de lichte en donkere strepen, die de gebieden van Weiss aangeven, breder dan in de lichtere gedeelten.

De langgerekte gebieden van Weiss lopen continu door de lichte en donkere banen heen en ondervinden ogenschijnlijk geen bijzondere invloed van de „treden” op het oppervlak. Om dit continu doorlopen mogelijk te maken, bij een verschillend aantal gebieden per strekkende cm, is hier en daar een aanpassing nodig. Men ziet hoe het patroon hierin voorziet: bij de overgang van de baan *B* naar *A* worden aan de grens op verschillende plaatsen „extra” gebieden van Weiss ingelast, op een wijze die sterk doet denken aan lijndislocaties in een kristalrooster. Bij de overgang van de baan *B* naar *C* wordt er op één plaats een meanderachtig patroon van gebieden van Weiss tussengevoegd, om de ruimte, die zou ontstaan door de contractie van de gebieden, op te vullen.

Tot slot nog een opmerking over het Faraday-effect, dat voor het beschreven verschijnsel verantwoordelijk is. Een Faraday-effect in een ferromagneticum is al enige tijd bekend, nl. in ferrieten, die transparant zijn voor elektromagnetische golven in het centimeter- of decimetergebied. Volgens de

door Polder³⁾ ontwikkelde theorie van de voortplanting dezer golven in ferromagnetica was hier, bij geschikte magnetisatie door een uitwendig magnetisch veld, een draaiing van het polarisatievlak te verwachten ten gevolge van een wisselwerking tussen de, een precessiebeweging uitvoerende, magnetische „tolletjes” (spins van de elektronen, die door de onderlinge koppeling zijn gericht), en het magnetische draaiveld van een circulair gepolariseerde golf van de juiste draairichting. Dit is dezelfde wisselwerking die de in dit tijdschrift herhaaldelijk besproken ferromagnetische resonantie veroorzaakt. Het hierop berustende Faraday-effect heeft een vrij uitgebreide technische toepassing gevonden in de richtingsisolatoren voormicrogolven⁴⁾. Men zou nu geneigd zijn, de Faraday-rotatie in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ bij optische golflengten, die we hierboven hebben beschreven en waardoor de gebieden van Weiss zichtbaar worden gemaakt, toe te schrijven aan hetzelfde mechanisme als in de richtingsisolatoren. Kwantitatief blijkt dit echter in het geheel niet uit te komen. Een berekening van de te verwachten rotatie op grond van de — uit anderen hoofde bekende — sterkte van de genoemde wisselwerking leidt tot ca. 100 maal zo kleine draaiingshoeken als worden waargenomen. Het Faraday-effect moet in dit geval veeleer worden toegeschreven aan de wisselwerking tussen de rondlopende elektronen (waarvan de banen door de spin-baankoppeling in het ferromagneticum zijn gericht) en het elektrische draaiveld van een circulair gepolariseerde lichtgolf⁵⁾. Dit is in wezen het mechanisme dat ook aanleiding geeft tot het „gewone” Faraday-effect van lichtgolven in gemagnetiseerde diamagnetische stoffen. In de ferromagnetische stof $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ treedt het dermate sterk op dat het reeds bij de zeer geringe dikte van 1 micron — waar de extinctie nog niet roet in het eten gooit — tot een waarneembaar effect leidt.

C. KOOY.

³⁾ D. Polder, On the theory of ferromagnetic resonance, *Phil. Mag.* **40**, 99-115, 1949.

Zie ook: H. G. Beljers en J. L. Snoek, Gyromagnetische verschijnselen bij ferrieten, *Philips techn. T.* **11**, 317-325, 1949.

⁴⁾ C. L. Hogan, The ferromagnetic Faraday effect at microwave frequencies and its applications. The microwave gyator, *Bell Syst. tech. J.* **31**, 1-31, 1952.

A. G. Fox, S. E. Miller en M. T. Weiss, Behavior and applications of ferrites in the microwave region, *Bell Syst. tech. J.* **34**, 5-103, 1955.

Zie ook: H. G. Beljers, Toepassing van ferroxeube voor niet-reciprooke golfgeleiders, *Philips techn. T.* **18**, 126-135, 1956 (no. 4).

⁵⁾ H. R. Hulme, *Proc. Roy. Soc. A* **135**, 237, 1932.

HET ONTSTAAN VAN DISLOCATIES DOOR THERMISCHE SPANNINGEN

door P. PENNING.

548.4:546.289

Het begrip dislocatie, waarmede een speciaal soort roosterfout in kristallijne materialen wordt bedoeld, bestaat eerst ca. 20 jaar. Het is in die tijd gegroeid van een zuiver theoretische conceptie tot een praktische werkelijkheid, die de theorie in vrijwel alle opzichten bevestigd heeft. Dislocaties (en andere roosterfouten) beïnvloeden in sterke mate de fysische en mechanische eigenschappen van vaste stoffen. Dit geldt in het bijzonder voor de, heden ten dage technisch zo belangrijke, halfgeleidende materialen germanium en silicium. Het is daarom niet verwonderlijk dat de studie van dislocaties en hun eigenschappen doel is van vele onderzoeken. In dit artikel wordt de vorming van dislocaties gedurende het afkoelen van een germanium-kristal nader beschouwd. Dit onderzoek is van belang, enerzijds om de eigenschappen van het germanium beter te leren beheersen, anderzijds om nieuw licht te werpen op het ontstaan van dislocaties.

De vorming van eenkristallen van germanium

Het belang van de materialen germanium en silicium, de zogenaamde elementaire halfgeleiders, voor de elektrotechniek behoeft heden niet meer onderstreept te worden. Voordat deze materialen voor toepassing in de praktijk, zoals b.v. de transistorfabricage, geschikt zijn, moeten zij in de vorm van eenkristallen met zeer goed bekende samenstelling worden gebracht. Dit geschiedt in het algemeen door gesmolten materiaal op een goed beheerste manier te laten stollen. Van de verschillende methodes die hiervoor zijn ontwikkeld, zullen wij in het volgende alleen kort de Czochralski-methode beschrijven, en ons tevens voornamelijk tot het materiaal germanium beperken, hoewel veel van het behandelde ook van toepassing is voor de andere methodes en voor silicium.

Bij de Czochralski-methode wordt een eenkristalkiem, waarvan de oriëntatie nog willekeurig gekozen kan worden, in een kroes met gesmolten germanium gebracht. Indien de temperatuur van het vloeibare germanium maar weinig boven het smeltpunt is, zal de kiem, als hij langzaam naar boven wordt getrokken, gaan groeien, en wel in de vorm van een staafvormig eenkristal. Tijdens het optrekken koelt het gestolde materiaal af. Omdat in het algemeen de afmetingen van de opgetrokken cilindervormige staaf vrij groot zijn (één of enkele cm dikte is gebruikelijk), is het niet verwonderlijk dat binnen in de staaf de afkoeling langzamer verloopt dan aan de rand. Er ontstaan daardoor temperatuurverschillen tussen as en omtrek, waarvan de grootte wordt bepaald door de afmetingen van de staaf, de warmtegeleidingscoëfficiënt van het germanium, de optreksnelheid, de gasatmosfeer waarin het optrekken gebeurt, enz. De grootste temperatuurverschillen zullen in het algemeen vlak boven het stolvlak optreden en kunnen bij voorbeeld 40 °C bedragen. Deze verschillen zullen, ten gevolge

van de thermische uitzetting, met een relatieve volumeverandering gepaard willen gaan. Hieraan kan niet of nauwelijks worden toegegeven, daar het omringende materiaal dit belet. Het gevolg is een, in het algemeen vrij ingewikkelde, deformatietoestand, die men het best beschrijft door de spanningen te beschouwen waarmee zij gepaard gaat (krachten tussen warmere en koudere delen). Dergelijke thermische spanningen ontstaan natuurlijk niet alleen tijdens het afkoelen uit de smelt; zij zullen steeds aanwezig zijn wanneer een materiaal ongelijkmatig wordt verwarmd of afgekoeld. Er is, behalve de homogene, slechts één inhomogene temperatuurverdeling waarvan kan worden aangetoond dat zij geen aanleiding geeft tot inwendige spanningen, nl. die waarbij de temperatuurgradiënt in het materiaal overal dezelfde is.

De thermische spanningen gaan in eerste instantie met een elastische, reversibele vervorming gepaard; zodra de temperatuur weer homogeen is geworden, zal de vervorming verdwenen zijn. Is de thermische spanning groot, dan zullen tweeërlei bijkomende, blijvende effecten kunnen optreden. Ten eerste is breuk mogelijk, als het materiaal bros is. In het volgende zal hiervan een voorbeeld worden gegeven. Ten tweede zal, als het materiaal ductiel is, plastische vervorming kunnen optreden. Deze vervorming gaat gepaard met het ontstaan van roosterfouten zoals dislocaties, vacatures, enz.¹⁾. De perfectie van het eenkristal gaat dus door deze plastische deformatie enigszins verloren. Hoe groot de plastische deformatie is, vergeleken met de elastische, hangt geheel af van de eigenschappen van het materiaal en de grootte van de spanning. Omdat het inbrengen van roosterfouten de kwaliteit

¹⁾ Voor een bespreking van het mechanisme van de plastische deformatie van kristallen verwijzen wij naar H. G. van Bueren, Roosterfouten en plastische deformatie van metalen, Philips techn. T. 15, 266-278 en 301-310, 1953.

van het materiaal meestal in ongunstige zin beïnvloedt, zal men trachten de thermische spanningen bij alle behandelingen, dus ook tijdens het groeien van het eenkristal, zo klein mogelijk te houden. Geheel te vermijden zijn zij echter in de praktijk niet.

Voor wat betreft een bepaald soort roosterfouten, nl. de dislocaties, verkeert men bij germanium in de gelukkige omstandigheid dat men ze zichtbaar kan maken. Etst men nl. een gepolijst oppervlak met een speciaal etsmiddel, dan geeft vrijwel iedere dislocatie die aan het oppervlak eindigt, aanleiding tot een zg. etsput (*fig. 1*). Deze etsputten kunnen geteld worden, en de verdeling ervan over het oppervlak kan worden bestudeerd. Men heeft hierdoor niet alleen de mogelijkheid de concentratie van deze imperfecties te leren kennen, maar men kan bovendien de praktische omstandigheden nagaan welke voor hun ontstaan verantwoordelijk zijn, en trachten deze in zo gunstig mogelijke zin te beïnvloeden. Deze omstandigheden zijn in ons geval natuurlijk de condities tijdens het optrekken.



Fig. 1. Etsputten op het oppervlak van een licht vervormd germaniumkristal. Deze putten geven de plaats aan waar dislocatielijnen aan het oppervlak eindigen (vergroting 75×).

In het volgende zullen wij allereerst nader aandacht schenken aan de thermische spanningen in germanium zoals die optreden tijdens bepaalde experimenten, en aan de waargenomen invloed die zulke spanningen hebben op het etsputtenbeeld. Na een digressie in de theorie van de plastische deformatie van germanium zullen wij dan nagaan welke inlichtingen de beschreven waarnemingen ons geven omtrent de aard van deze deformatie.

Thermische spanningen in afkoelende cilinder-vormige staven

Gedurende de afkoeling van een cilindervormige

staaf zullen, zoals uit het voorgaande duidelijk zal zijn, de koelere buitenste delen van de staaf meer willen krimpen dan het gemiddelde, de warmere binnenste delen echter minder. Dientengevolge zullen de buitenste delen onder trekspanning, de binnenste delen onder drukspanning komen te staan.

Als de cilinder zeer snel afgekoeld wordt (afgeschrikt), b.v. door hem in een goed warmtegeleidend bad van aanmerkelijk lagere temperatuur te brengen, zullen in de eerste ogenblikken alleen aan het oppervlak spanningen optreden, maar die zullen dan ook zeer groot zijn. Wij kunnen deze spanningen als volgt schatten. Neem aan dat direct na het afschrikken de massa van het materiaal nog in zijn geheel op de oorspronkelijke hoge afschriktemperatuur T_0 is, doch dat het oppervlak de badtemperatuur T_f heeft aangenomen. Een zeer dun laagje aan het oppervlak zou dan met het relatieve bedrag $\varepsilon = \alpha(T_0 - T_f)$, waarin α de thermische uitzettingscoëfficiënt is, in afmetingen willen afnemen. Het kan dit niet doen, daar het onderliggende materiaal dit belet: er treden (alleen in het laagje) thermische spanningen op die de vervormingen tegenwerken. Daar er geen uitwendige krachten op het kristal werken, kunnen dit alleen maar tangentiële (index t) en axiale (index z) spanningen zijn.

De elasticiteitstheorie leert dat deze spanningen

$$\sigma_t = \sigma_z = \frac{E}{1 - \gamma} \alpha(T_0 - T_f) \quad (1)$$

zullen bedragen, waarin E de elasticiteitsmodulus en γ het dwarscontractiegetal van Poisson voorstellen. Volgens deze formule zullen direct na het afschrikken van germanium over verscheidene honderden graden, in de oppervlaklaag spanningen van tientallen kg/mm^2 optreden. Deze kunnen gemakkelijk de breuksterkte van germanium, ongeveer 20 kg/mm^2 , overtreffen. Dan zullen oppervlakscheurtjes in de germaniumstaaf ontstaan, welke een dusdanige accommodatie van de thermische spanningen met zich meebrengen dat van een aanmerkelijke plastische deformatie elders niet veel sprake zal zijn. Inderdaad werd dit door het volgende experiment bevestigd. Een germaniumstaafje op een temperatuur van 500°C werd plotseling in een waterbad gedompeld. Hierbij treden theoretisch volgens (1) spanningen van ca. 50 kg/mm^2 op. Het staafje vertoonde na de proef een groot aantal oppervlakscheurtjes (*fig. 2*); microscopisch onderzoek toonde aan dat tussen de scheurtjes de dislocatiedichtheid, te oordelen naar het aantal etsputten, niet noemenswaard was toegenomen.

Geheel verschillende resultaten vindt men na relatief langzaam afkoelen van een germanium-

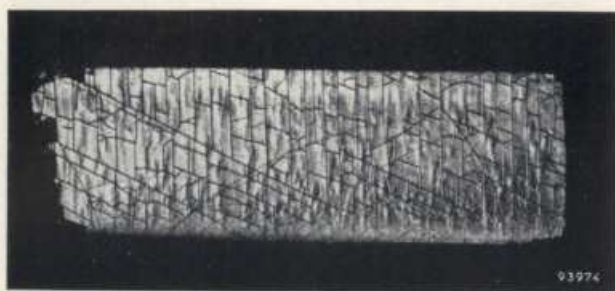


Fig. 2. Oppervlak van een germaniumstaafje dat van 500 °C werd afgeschrikt in een waterbad. Een groot aantal oppervlakscheurtjes is ontstaan (ware grootte).

kristal, zoals dat b.v. in een gasstroom kan geschieden. Het gehele verschijnsel speelt zich nu veel minder abrupt af, de warmtestroom (die in een lange cilinder voornamelijk radiaal gericht zal zijn) is veel kleiner, en om de maximale spanningen te leren kennen, moeten we de invloed van de tijd in aanmerking nemen. Volgens de klassieke methodes voor het oplossen van warmtegeleidingsproblemen te werk gaande, kunnen we de vervormingen die als gevolg van de temperatuurverschillen zouden willen optreden, als functie van tijd en plaats berekenen, indien de warmtestroom aan het oppervlak bekend is. Met behulp van de elasticiteitstheorie volgen dan de thermische spanningen. Men vindt²⁾ wederom dat in de allereerste ogenblikken de spanningen voornamelijk in de uiterste oppervlaklaag optreden, maar vrij spoedig daarna, nog vóór de maximale spanningswaarde daar bereikt is, beginnen ook spanningen in het binnenste te ontstaan. Het blijkt nu, dat als de maximale waarde bereikt is aan het oppervlak, de spanningen in het centrum ook al vrijwel maximaal zijn. Deze spanningsopbouw heeft zo snel plaats dat de gemiddelde temperatuur bij het spanningsmaximum nog slechts zeer weinig gedaald is. Nadat het maximum bereikt is, nemen de spanningen overal nagenoeg exponentieel met de tijd af, maar de verhoudingen in grootte van de spanningen veranderen niet meer. De karakteristieke tijd die als maat voor de snelheid van het afnemen kan dienen, is evenredig met de straal van de staaf, met de soortelijke warmte per volume-eenheid en met de warmtegeleidingscoëfficiënt van het materiaal. Hij varieert tussen enkele seconden en enkele tientallen seconden in de gevallen die wij hier beschouwen.

Voor het optreden van een plastische deformatie en dus voor het ontstaan van roosterfouten zijn slechts van belang de schuifspanningen op bepaalde kristallografische glijsystemen (vgl. ¹⁾) en de volgende

paragraaf). Een alzijdige drukcomponent kan nl. nooit tot plastische deformatie leiden. Van de quasi-stationaire spanningsverdeling interesseert ons dus slechts het deel dat overblijft nadat zulk een eventuele component is afgetrokken. De overblijvende spanningstensor bestaat in ons geval slechts uit twee normaalspanningscomponenten, σ_r in de radiale richting en σ_z in de axiale richting. Deze hangen alleen af van de afstand r tot de as van de staaf (straal R), en wel volgens:

$$\sigma_r = -2 \frac{r^2}{R^2} \sigma_0, \quad \dots \dots (2)$$

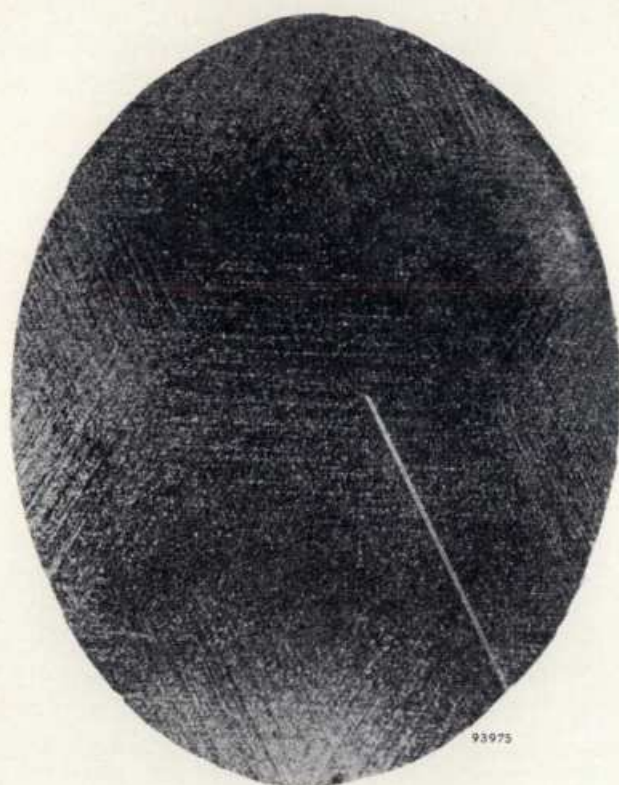
$$\sigma_z = \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \sigma_0. \quad \dots \dots (3)$$

Deze spanningen zijn compressiespanningen: in radiale richting blijft een compressie over die aan het oppervlak het grootst is en in de as nul; in de lengterichting treedt een compressie op die in de as maximaal is en aan het oppervlak nul. De maximale waarde van deze spanningen is $2\sigma_0$ resp. σ_0 . Zoals reeds vermeld is, neemt deze grootte exponentieel met de tijd af. Zijn beginwaarde is gegeven door een uitdrukking van de vorm (1), echter aangevuld met een factor β die afhangt van de koelsnelheid en de afmetingen van de staaf. In de hieronder te beschrijven proeven was β van de orde 0,01. De maximale spanning was dus ongeveer in deze verhouding kleiner dan de voor plotseling afschrikken berekende waarde van 50 kg/mm²; hij bedroeg enkele kg/mm². Dit is juist van de orde van de vloeigrens van germanium bij temperaturen boven ca. 500 °C. Onder deze omstandigheden mag men dus verwachten dat althans een deel der thermische spanningen door plastisch vloeien zal worden opgeheven, en dislocaties zullen ontstaan.

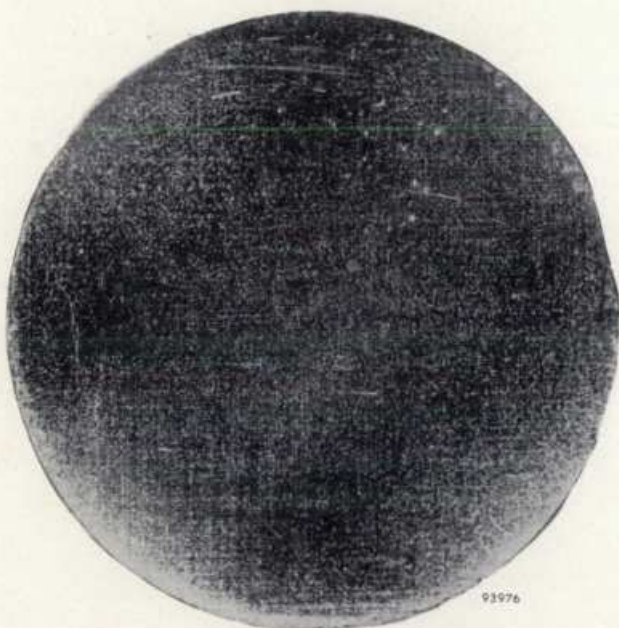
De volgende experimenten hebben uitgewezen dat dit inderdaad gebeurde. Staafvormige germaniumkristallen, met hun as langs een bekende kristallografische oriëntatie, werden gekoeld vanaf 850 °C in een waterstofstroom. Microscopisch onderzoek na etsing van een staafdoorsnede loodrecht op scheef op de as toonde de aanwezigheid aan van een typisch regelmatig patroon van etsputten, waarvan de figuren 3a en b voorbeelden laten zien. De etsputten liggen op rijen, waarvan de richtingen overeen blijken te komen met de doorsnijdingen van (111)-vlakken (octaëdervlakken) met het geëtsde oppervlak³⁾. Welke van de vier mogelijke (111)-

³⁾ In dit artikel zal geen onderscheid worden gemaakt tussen de symbolen $\{hkl\}$ en $\langle hkl \rangle$, die resp. één enkel vlak en alle kristallografisch hiermee equivalente vlakken aanduiden. Eveneens maken we geen verschil tussen de symbolen $[hkl]$ en $\langle hkl \rangle$, die op kristallografische richtingen betrekking hebben.

²⁾ P. Penning, Generation of imperfections in germanium crystals by thermal strain, Philips Res. Rep. 13, 79-96, 1958 (no. 1).



a



b

Fig. 3. a) Patroon van etsputten, na etsing ontstaan op een (scheve) (111)-doorsnede van een cilindervormig kristal met de as in een [110]-richting, dat werd afgekoeld in een gasstroom. De etsputten liggen in rijen parallel met de doorsnijdingen van het oppervlak met de drie andere (111)-vlakken. Let op het minimum in de etsputtendichtheid ongeveer halverwege de straal van de doorsnede.
b) Hetzelfde voor een (loodrechte) (100)-doorsnede van een [100]-kristal.

vlakken meewerken, hangt af van de plaats in de doorsnede.

Het gemiddelde aantal etsputten per cm^2 is honderden malen groter dan vóór de afkoeling het geval was; dit aantal is het grootst aan de omtrek en het kleinst in een zone ruwweg halverwege de straal van de doorsnede. Deze opvallende bijzonderheden in de verdeling van de etsputten wijzen erop dat de dislocaties inderdaad ontstaan onder invloed van een plastische deformatie ten gevolge van thermische spanningen tijdens het afkoelen.

Om deze conclusie nog beter te funderen, zullen wij enkele woorden wijden aan het mechanisme van de plastische vervorming van germanium.

Plastische vervorming van germanium

Germanium is uiterst bros bij kamertemperatuur. Het breekt bij voldoende belasting gewoonlijk door splijting op (111)-vlakken, evenals het nauw verwante diamant. Sedert kort is gebleken dat bij temperaturen boven ca. 400°C enige mate van ductiliteit begint op te treden bij belastingen van enkele kg/mm^2 . Naarmate die belasting bij een hogere temperatuur wordt aangebracht, blijkt het germanium beter in staat door plastische deformatie hieraan toe te geven, totdat het bij het smeltpunt zelfs een zeer plastisch materiaal is geworden. Interessant is dat bij niet te hoge temperaturen de vervormbaarheid van het germanium met een zekere traagheid gepaard gaat. Zo kan het bij 400°C na het aanbrengen van de belasting minuten duren voordat de vervorming merkbaar op gang komt, en dan nog heeft deze typisch het karakter van kruip, d.w.z. ze neemt slechts geleidelijk met de tijd toe. Bij hogere temperaturen nemen de vertragingstijden zeer snel af en boven ca. 600°C zijn zij in de praktijk niet meer waar te nemen. Daar treedt de vervorming dus vrijwel onmiddellijk na het aanbrengen der belasting op.

Microscopisch onderzoek van een tevoren gepolijst oppervlak toont aan dat het mechanisme van de plastische deformatie in germanium voornamelijk glijding is: er zijn nl. glijlijnen zichtbaar geworden (fig. 4). Deze glijlijnen blijken georiënteerd te zijn volgens doorsnijdingen met (111)-vlakken en de glijrichting blijkt steeds met een [110]-richting samen te vallen. Dit wijst wel zeer duidelijk op een dislocatiemechanisme zoals dat ook in metalen optreedt¹⁾: de glijding vindt in germanium klaarblijkelijk plaats door het vormen en bewegen van dislocaties met Burgers-vectoren langs [110]-richtingen over glijvlakken volgens (111)-oriëntaties.

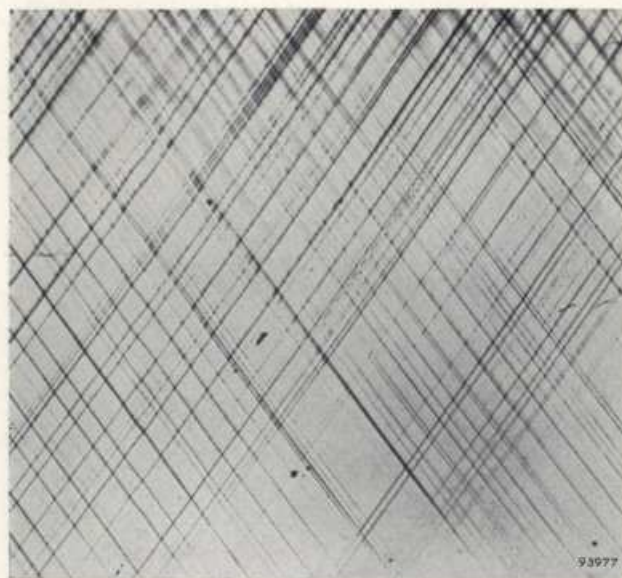


Fig. 4. Glijlijnen op een (110)-vlak van een plastisch gebogen germaniumkristal ($75\times$). De lijnen lopen evenwijdig met (111)-vlakken.

Het germaniumrooster is op dezelfde wijze opgebouwd als dat van diamant. In fig. 5 is de elementaire cel van dit diamantrooster afgebeeld. Het zal duidelijk zijn dat de (111)-vlakken vlakken van dichtste stapeling zijn, en bovendien dat de kortste roosterperiode aangetroffen wordt langs de [110]-richtingen. Men kan aan de hand hiervan ook theoretisch inzien waarom de waargenomen dislocatieoriëntaties voorkomen; zij zijn nl. energetisch het voordeligst ¹⁾.

Men moet verwachten dat de dichtheid der op het oppervlak uitlopende dislocaties in de glijlijnen het grootst is. Door geschikte etsing van een met glijlijnen bedekt oppervlak zal men dus rijen van etsputten aantreffen die wederom volgens doorsnijdin-

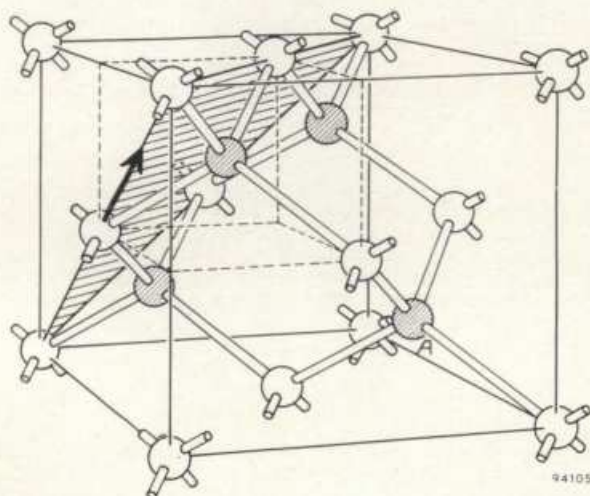


Fig. 5. Elementaire cel van de diamantstructuur, de kristalstructuur van germanium. Eén der vier (111)-vlakken is gearceerd aangegeven, één der zes [110]-richtingen door een pijl.

gen met (111)-vlakken verlopen. Fig. 6 geeft hiervan een illustratie. Het geëtste vlak is (100), hierop zijn twee onderling loodrechte systemen van rijen etsputten zichtbaar, die overeenkomen met twee stellen (111)-glijvlakken.

De vorming en beweging van dislocaties op een bepaald glijstelsysteem, dat is een mogelijke combinatie van glijvlak en glijrichting (Burgers-vector), zal alleen dan optreden indien de schuifspanningscomponent in de richting van de Burgers-vector van dat stelsysteem een zekere kritische waarde overtreft. In het algemeen zal aan deze voorwaarde, bij een gegeven spanningstoestand, slechts op enkele van de twaalf in het diamantrooster mogelijke glijstelsystemen zijn voldaan. Ook de spanningstoestand tijdens het afkoelen van een cilindervormige staaf zal daarom slechts aanleiding geven tot glijding op zeer bepaalde systemen, afhankelijk van de kristallografische oriëntatie van de asrichting. Na etsing zal daardoor een zeer bepaald etsputtenpatroon optreden. Wij zullen nu nagaan in hoeverre de na langzaam afkoelen waargenomen etspatronen met deze opvattingen in overeenstemming zijn.



Fig. 6. Etsputten, ontstaan na etsing van een van glijlijnen voorzien (100)-vlak van een plastisch gebogen germaniumkristal. De rijen putten liggen langs de doorsnijdingen met (111)-vlakken, d.w.z. langs [110]-richtingen.

Dislocatieverdeling na vervorming door thermische spanningen

Wij hebben gezien dat, indien de vervormingen als zuiver elastisch kunnen worden beschouwd, op het ogenblik dat de spanningen het grootst zijn, de spanningsverdeling vrijwel gegeven wordt door (2) en (3). Wij kunnen nu veronderstellen dat het deze elastische spanningsverdeling is die de mate van

plastisch glijden bepaalt. Dit impliceert de veronderstelling dat slechts een gering gedeelte van de spanningen door plastische deformatie wordt opgeheven, zo weinig, dat de spanningsverdeling daarvoor nauwelijks wordt beïnvloed. Deze veronderstelling spreekt geenszins vanzelf. Gezien de grote plasticiteit van germanium bij hoge temperaturen,

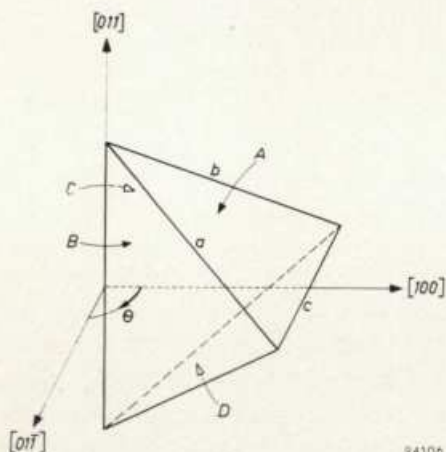


Fig. 7. De oriëntatie van de vier mogelijke (111)-glijvlakken A, B, C en D ten opzichte van de as van een [011]-kristal. De drie glijrichtingen in het vlak A zijn met a, b en c aangegeven

zou men op het eerste gezicht verwachten dat vrijwel alle verschillen in thermische expansie door plastische deformatie zouden worden geaccomodeerd, en dat na de afkoeling het materiaal nagenoeg spanningsvrij zou overblijven. In dat geval zouden natuurlijk (2) en (3) niet gelden, daar deze formules zijn afgeleid op basis van de elasticiteitstheorie alleen. Een geheel andere distributie van vervormingen en afschuivingen zou dan moeten optreden in plaats van de elastische thermische vervormingen, o.a. doordat het plastisch vloeien slechts in bepaalde richtingen mogelijk is. Ook deze verdeling kan berekend worden. Beperken wij ons echter om hieronder te noemen redenen vooreerst tot de elastische verdeling, en beschouwen wij een staafvormig eenkristal met een [110]-richting in de as. In fig. 7 is schematisch de oriëntatie der vier (111)-vlakken met ieder drie [110]-richtingen — de twaalf mogelijke glijsystemen — ten opzichte van deze as voorgesteld. Door twee coördinaten, nl. de hoek θ , gemeten in een vlak loodrecht op de as, vanaf de (001)-richting, en de afstand r van die as, wordt de plaats in een loodrechte doorsnede bepaald. Als volgt kunnen wij nu ruwweg nagaan wanneer en op welke vlakken glijding zal optreden. Beschouwen wij eerst het met A aangeduide vlak.

Nabij de omtrek van de staaf is voornamelijk de radiale normaalspanningscomponent σ_r aanwezig. Slechts daar waar deze een niet te weinig van 0° of 90° verschillende hoek met zowel het glijvlak als de

glijrichting maakt, is een aanmerkelijke schuifspanning op het desbetreffende glijstelsysteem te verwachten, en zal dus glijding kunnen optreden. (In het geval van een eenassige spanningstoestand, gegeven door een spanning σ die een hoek φ met de normaal op het glijvlak en een hoek λ met de glijrichting maakt, is nl. de schuifspanningscomponent in die glijrichting gegeven door $\tau = \sigma \cos \varphi \cos \lambda$.) Glijvlak A ligt gunstig daar waar in de doorsnede $\theta \approx 0^\circ$, waarbij de glijrichtingen a en b kunnen worden aangesproken, en ook nog bij $\theta = 45^\circ$, waarbij glijrichting c het voordeligst georiënteerd is. Voor $45^\circ < \theta < 90^\circ$ wordt de hoek tussen de radiale spanningscomponent en het vlak A steeds kleiner, en zal glijding steeds onwaarschijnlijker worden, totdat bij $\theta = 90^\circ$ de schuifspanningscomponenten in dit vlak geheel verdwenen zijn. In de andere kwadranten geldt een analoog verloop met θ .

Nabij de as van de staaf is voornamelijk de axiale spanning σ_z aanwezig. Deze geeft voor vrijwel alle waarden van θ gelijke waarschijnlijkheid tot glijding op vlak A. Daar echter de vervormingen ten gevolge van σ_r en σ_z tegengesteld gericht zijn, zullen vrijwel overal halverwege de doorsnede, waar beide spanningen ongeveer even groot zijn, de invloeden ervan elkaar opheffen en zal geen glijding op vlak A optreden. Bij $\theta = 90^\circ$ of 270° , waar de radiale spanningscomponent verdwijnt, kan de tangentiële component zich tot verder naar de rand toe bemerkbaar maken, maar ten slotte geeft ook hij geen aanleiding meer tot glijding. Het gebied waarin geen glijding optreedt, vormt dus een ovale ringzone.

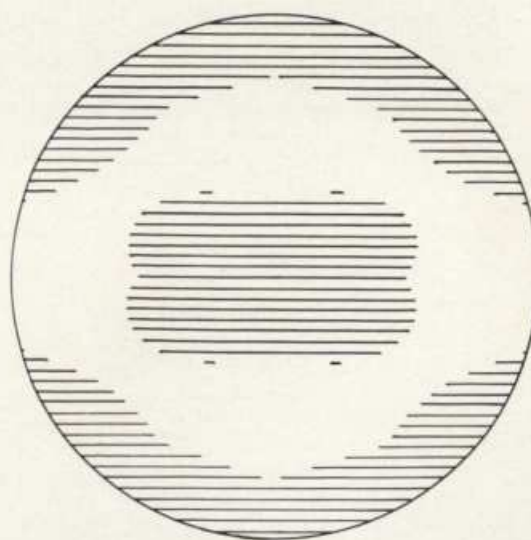


Fig. 8. Gebieden van een doorsnede van een [110]-kristal waarin glijding door thermische spanningen verwacht kan worden op het glijvlak A van fig. 7 (dus waar de schuifspanning in minstens één glijrichting een bepaalde waarde overtreft). Men ziet een enigszins ovale centrale glijzone en een randzone die uit twee delen bestaat. Daartussen ligt een aaneengesloten gebied zonder glijding.

Op deze wijze kan men schetsmatig aangeven, in welke delen van de doorsnede de schuifspanning langs minstens één der glijrichtingen van vlak *A* boven de kritische waarde zal komen, d.w.z. in welke gebieden glijding op vlak *A* zal plaatsvinden, en dus dislocaties aan het oppervlak zullen verschijnen. Dit is in *fig. 8* gedaan. Door de richting van de arcering is aangeduid hoe het werkzame glijvlak georiënteerd is. Voor glijvlak *D* geldt uiteraard een eendere figuur. De glijvlakken *B* en *C* geven aanleiding tot patronen die 60° ten opzichte van elkaar verschoven, maar overigens vergelijkbaar zijn; alleen de radiale spanningscomponent is daar van invloed.

Om nu iets over het patroon van de etsputtenverdeling in een bepaalde doorsnede te kunnen voorspellen, moeten wij de op deze wijze verkregen individuele verdelingen nog superponeren, waarbij dan in aanmerking moet worden genomen dat slechts die dislocaties tot etsputten aanleiding zullen geven die in vlakken liggen welke een niet te kleine hoek met het vlak van de doorsnede maken. Voor een (ellipsvormige) (111)-doorsnede van een [110]-staaf mogen wij dan slechts één der systemen *A* of *D* meetellen. Het resultaat van de bovenstaande overwegingen is in *fig. 9a* afgebeeld voor de genoemde oriëntatie. Deze theoretische figuur kan nu vergeleken worden met de experimentele *fig. 3a*. De overeenstemming is zeer bevredigend, zowel wat de radiale verdeling van de etsputtendichtheid betreft (minimum halverwege, door de compensatie van de invloeden der axiale en radiale spanningen), als wat de azimuthale variaties aan de omtrek aangaat (minima onder ca. 45° met de ellipsassen).

Theoretische etsputtenfiguren voor de andere oriëntaties waaraan waarnemingen zijn verricht, kunnen op analoge wijze worden afgeleid. Een voorbeeld is afgebeeld in *fig. 9b*, die vergeleken moet worden met de experimentele *fig. 3b*. Wederom is de overeenstemming zo goed als maar enigszins verwacht mocht worden.

Deze resultaten wijzen er dus op dat de gemaakte veronderstelling, volgens welke slechts een geringe mate van plastische deformatie optreedt tijdens de afkoeling, gerechtvaardigd was. Het alternatief, nl. dat volledige plastische spanningsrelaxatie optreedt, blijkt in tegenstelling hiermee tot theoretische etsputtenverdelingen te leiden die aanmerkelijk verschillen van die welke zijn waargenomen (*fig. 10*).

Men kan zich afvragen waarom niet veel sterkere plastische deformaties optreden. Een mogelijk antwoord hierop berust op de reeds vermelde traagheid welke de vorming van nieuwe dislocaties in germanium onder de invloed van vervormende spanningen kenmerkt. Hoewel deze traagheid in normale belastingsproeven boven 600°C niet meer te meten is,

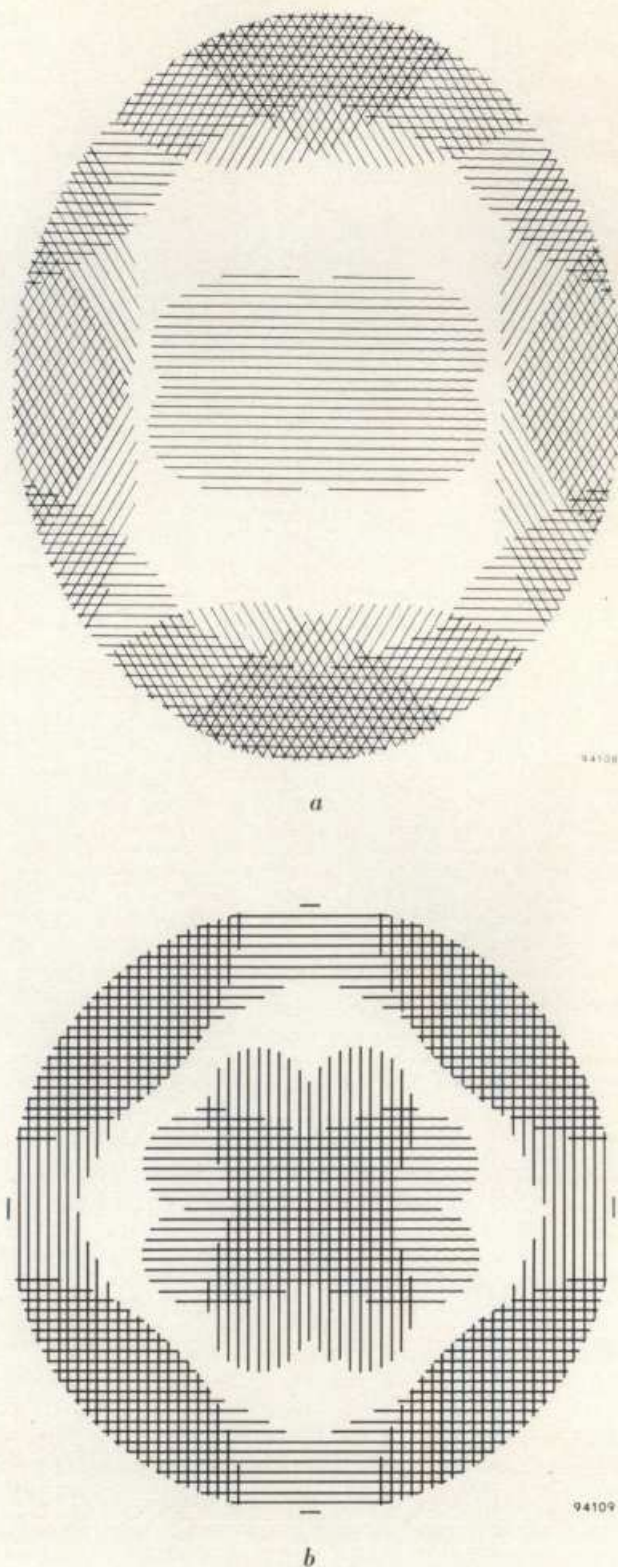


Fig. 9. *a*) Superpositie van de theoretische „glijdingsfiguren” zoals *fig. 8*, voor drie glijvlakken van een [110]-kristal. Daar wij een (elliptische) (111)-doorsnede beschouwen, doet het vierde glijvlak niet ter zake. De richting van de arcering geeft de oriëntatie der desbetreffende glijvlakken aan. Het patroon van deze figuur dient vergeleken te worden met het lijnenpatroon van de waargenomen etsputtenverdeling in *fig. 3a*. *b*) Hetzelfde voor een (100)-doorsnede van een [100]-kristal. Vgl. de experimentele *fig. 3b*.

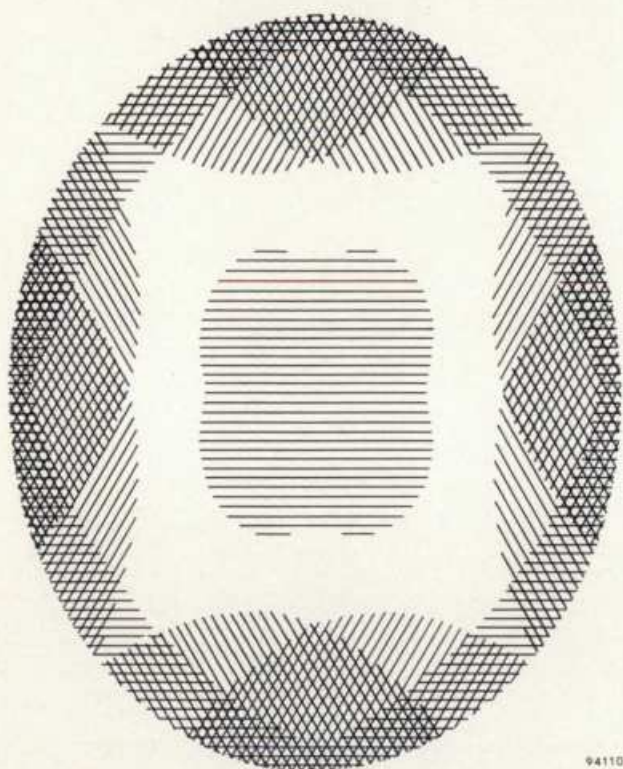


Fig. 10. Theoretische „glijdingsfiguur” voor de oriëntatie als in fig. 3a en fig. 9a, afgeleid onder de veronderstelling van volledige plastische spanningsrelaxatie. De overeenstemming tussen deze figuur en fig. 3a is veel minder goed dan tussen fig. 9a en fig. 3a, zoals b.v. blijkt uit de vorm van het centrale maximum en de plaats der randminima (deze zijn in de bovenstaande figuur vrijwel afwezig).

kan men aantonen dat in de zeer korte tijden gedurende welke de eerste stadia van afkoeling van een germaniumstaaf verlopen (b.v. 0,1 sec voor de eerste 100 °C afkoeling), het aantal dislocaties dat gevormd kan worden onder invloed van de thermische spanningen, niet meer dan ca. 10% bedraagt van het minimale aantal dat voor een complete spanningsrelaxatie nodig zou zijn. De oorzaak van deze traagheid moet waarschijnlijk worden gezocht in de typisch homopolaire, gerichte bindingskrachten tussen de atomen in het germaniumrooster, die de beweging van dislocaties belemmeren, of in een analoge invloed van onzuiverheden, of in beide.

Thermische spanningen tijdens de kristalgroei

De goede overeenstemming tussen de waargenomen etsfiguren op afgeschikte staven en de theoretische figuren afgeleid op basis van de vervormingstheorie, wettigen de conclusie dat ook

tijdens het optrekken van kristallen uit de smelt thermische spanningen aanleiding zullen geven tot het ontstaan van dislocaties. De perfectie van de verkregen kristallen zal dus beïnvloed kunnen worden door de condities tijdens het optrekken te wijzigen. Zoals reeds gezegd, zal een uniforme temperatuurgradiënt in het kristal geen thermische spanningen meebrengen. Deze toestand kan echter nooit volledig bereikt worden, doordat verliezen door straling naar buiten optreden en het kristal uiteraard aan een beweging is onderworpen. Hierdoor ontstaan warmtestromen, met een niet-uniforme temperatuurgradiënt in het kristal als gevolg. De in het bovenstaande behandelde eenvoudige theorie is natuurlijk niet in staat de zeer ingewikkelde situatie tijdens het optrekken kwantitatief te beschrijven. Men kan in de theorie nog wel een axiale warmtestroom in rekening brengen, maar ook dan benadert men de werkelijke situatie slechts ten dele. Kwalitatief kan men echter een aantal aspecten van de dislocatievorming tijdens het optrekken aan de hand van de bovenstaande overwegingen goed verklaren, zoals b.v. de invloed op de dislocatiedichtheid van een rotatie van het kristal — een middel dat wordt toegepast om een goed cilindrische staaf te verkrijgen.

Samenvatting. Tijdens het optrekken van kristallen van germanium en silicium uit de smelt, een technisch veel toegepast procédé, ontstaat een niet-homogene temperatuurgradiënt. Daardoor vormen zich thermische spanningen in het materiaal; dit kan plastisch gaan vloeien of zelfs breken. Enkele experimenten worden beschreven over de invloed van de snelheid van afkoelen van een staaf germanium op de staat van inwendige perfectie van het materiaal. De laatste wordt beoordeeld, na polijsten en etsen, naar het aantal onder de microscoop zichtbare etsputten en de verdeling hiervan over een staafdoorsnede. Deze etsputten vormen zich op plaatsen waar dislocaties de doorsnede bereiken. De verdeling en de dichtheid van de dislocaties hangen af van de mate van plastische deformatie, en deze weer van de ruimtelijke verdeling der thermische spanningen. De laatste wordt voor een cilindrische staaf met radiale warmtestroom berekend. Voor diverse kristallografische oriënteringen van de staaf leidt een en ander tot theoretische beelden voor de etsputtenverdeling die zeer goed overeenstemmen met de waargenomen figuren. Men moet daartoe echter veronderstellen dat de spanningen slechts voor een klein gedeelte door plastisch vloeien worden weggenomen. Deze conclusie werpt een interessant licht op de eigenschappen van dislocaties in homopolaire stoffen zoals germanium.

EEN RUISDIODE VOOR DECIMETERGOLVEN

621.385.2.029.63:621.317.34

De onderste grens voor de sterkte van het ingangssignaal dat een versterker nog nuttig kan versterken, wordt bepaald door de ruis die de versterker zelf, door de hierin aanwezige versterkbuizen en weerstanden, aan het signaal toevoegt. Men kan deze bijdrage meten door de versterker aan te sluiten op een ruisbron die een ruis van berekenbare sterkte levert (standaard-ruisbron)¹⁾.

Een veel gebruikte standaard-ruisbron is een diode waarvan de gloeidiode in het verzadigingsgebied werkt. Het ruisvermogen dat zulk een diode afgeeft, is evenredig met het gemiddelde aantal elektronen dat per seconde van katode naar anode gaat, dus met de gelijkstroom die in de buis vloeit²⁾.

Wil men een dergelijke diode voor ruismetingen bij zeer hoge frequenties gebruiken, dan krijgt men te kampen met in hoofdzaak twee moeilijkheden: 1) De looptijden der elektronen van katode naar anode gaan een merkbare rol spelen; zij hebben een vermindering van de ruisstroom ten gevolge. 2) Het feit wordt merkbaar dat tussen de eigenlijke ruisbron — die gelegen is tussen de elektrodes van de diode en die als stroombron met oneindig grote inwendige weerstand werkt — en de te onderzoeken versterker zich nog een netwerk bevindt: dit wordt gevormd door de zelfinducties van en de capaciteiten tussen de toevoerdraden der elektrodes. Het in rekening brengen van de invloed van deze parasitaire impedanties veroorzaakt grote complicaties.

Vooral de laatstgenoemde moeilijkheid doet zich bij toenemende frequentie al spoedig gelden. Om tot hoge frequenties te kunnen gaan, moet men derhalve ernaar streven de genoemde parasitaire impedanties zeer klein te maken. Bij de ruisdiode K81A, die enige jaren geleden werd geïntroduceerd³⁾, zijn hiertoe de anode en de katode met zeer kleine afstand op de doorvoerpenen bevestigd. Daardoor is deze buis bruikbaar tot 300 MHz.

Tot aanzienlijk hogere frequenties zijn wij nu gekomen door een diode van bijzonder kleine af-

metingen te construeren. Voor deze ruisdiode, die de laboratoriaanduiding 10P heeft gekregen, worden een zelfde ballon en buisvoet gebruikt als voor subminiaturbuizen⁴⁾; zie fig. 1. De anode bestaat uit een cilinder met een lengte van 4 mm en een binnendiameter van 1 mm. De, direct verhitte,

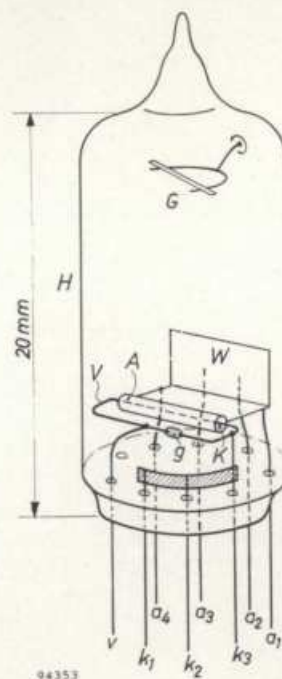


Fig. 1. Constructie van de ruisdiode voor zeer hoge frequenties (laboratoriaanduiding 10P). *H* ballon (subminiaturbuis); *A* anode; *K* gloeidraad met spanveer *V*; *W* koelvin, bevestigd aan de anode; *g* glasparsel voor isolatie; *a*₁, *a*₂, *a*₃, *a*₄ anodedoorvoeren; *k*₁, *k*₂, *k*₃ katodedoorvoeren; *v*₁ doorvoer voor gloeistroom; *G* getterhouder, vastgeprikt in de glazen buiswand.

gloeikatode is een langs de as van de anode gespannen wolframdraad van 0,1 mm diameter. Bij een anodespanning van 100 volt bevindt de diode zich ruimschoots in het verzadigingsgebied. De maximaal toelaatbare anodedissipatie is 2 W (anodestroom 20 mA), zodat het verkrijgbare ruisvermogen ruim voldoende is voor het meten van de in aanmerking komende ruisfactoren²⁾. Om de zelfinductie der doorvoeren zo gering mogelijk te maken, is de anode naar buiten gevoerd met vier draden, die buiten de buis samengevoegd worden, en het ene einde van de gloeidraad op analoge wijze met drie draden (het andere einde, dat aan een spanveer is bevestigd, bezit maar één doorvoering, die voor de gloeistroomvoeding dient). Ter beperking van de capaciteiten der elektrodes is de getter-

¹⁾ Zie b.v. F. L. H. M. Stumpers en N. van Hurek, Een automatische indicator van de ruisfactor, Philips techn. T. 18, 122-125, 1956 (no. 4).

²⁾ Zie b.v. G. Diemer en K. S. Knol, Geruis van elektronenbuizen bij zeer hoge frequenties, I. De diode, Philips techn. T. 14, 93-105, 1952.
A. van der Ziel, Noise, Prentice Hall, New York 1954, blz. 63 e.v.

³⁾ Deze buis komt vrijwel overeen met de ruisdiode 10M die in het aangehaalde artikel²⁾ werd genoemd.

⁴⁾ Vgl. B. A. Cant, Problemen bij de constructie van kleine radiobuizen, Philips techn. T. 18, 193-198, 1956 (no. 7).

houder geïsoleerd hiervan aan het andere einde van de buis in de wand bevestigd. De uitvoerdraad zijn buiten de buis verzilverd, zodat men de vereiste verbindingen gemakkelijk op zeer korte afstand (ca. 2 mm) van de bodem van het buisje kan aansolderen.

Brengt men tussen de beide soldeerplaatsen voor katode- en anodeaansluiting een kortsluiting aan, dan ontstaat er een kring, bestaande uit de capaci-

de zeer geringe afmetingen, bij 1000 MHz nog pas 3%. De subminiatuur-ruisdiode 10P kan derhalve voor ruismetingen bij frequenties tot 1000 MHz d.i. in het gebied der decimetergolven, nog goed gebruikt worden.

We bespreken nu nog verschillende manieren waarop de beschreven diode als ruisbron in een circuit kan worden geschakeld.

In de schakeling van fig. 2a en b ontstaat door de

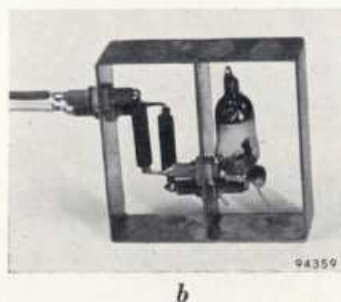
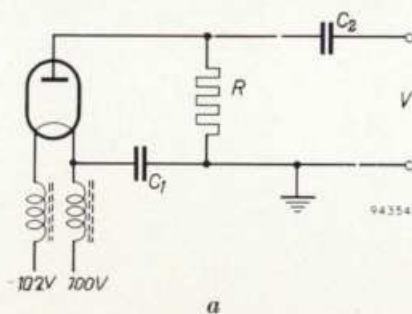


Fig. 2. De ruisdiode 10P in een schakeling met geconcentreerde elementen. Bij V worden de aansluitingen van de te onderzoeken versterker aangesoldeerd.

teit van de diode en de zelfinducties der toevoerverleidingen, met resonantiefrequentie f_0 . De invloed van deze parasitaire impedanties komt in de berekening van de ruisfactor van een aangesloten versterker, bij een frequentie f , tot uitdrukking door een correctiefactor $\{1 - (f/f_0)^2\}^{-2}$. De onzekerheid in de bepaling van f_0 echter maakt deze correctie onnauwkeurig zodra f niet meer klein is ten opzichte van f_0 . Bij de beschreven ruisdiode 10P vinden we voor f_0 globaal 3500 MHz; de correctiefactor bedraagt dus bij 1000 MHz nog niet meer dan 18%. De vermindering van de ruisstroom door de looptijd der elektronen bedraagt, dank zij

ruisstroom van de diode een ruisspanning van berekenbare grootte over de geconcentreerde weerstand R , welke spanning dan als ingangsspanning voor de te onderzoeken versterker fungeert. De geconcentreerde capaciteiten C_1 en C_2 scheiden gelijkstroomketen en hoogfrequentieketen. Doordat echter C_1 en C_2 een vrij grote parasitaire zelfinductie bezitten (die de zojuist genoemde resonantiefrequentie verlaagt), wordt in deze schakeling niet ten volle van de goede eigenschappen van de buis 10P profijt getrokken.

Beter zijn de opstellingen volgens fig. 3 en 4, waarin resp. van een lechersysteem en van een

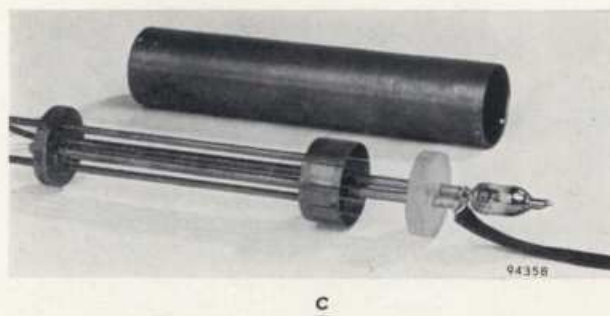
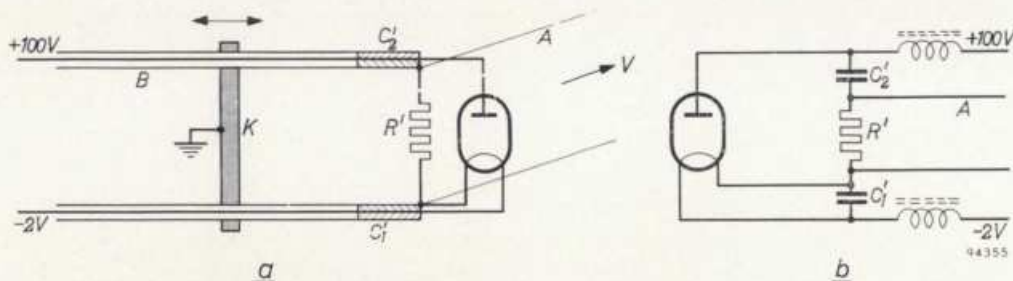


Fig. 3. a) Schema, b) vervangschema, c) foto van een opstelling met de ruisdiode 10P in een lechersysteem. Bij V kan de te onderzoeken versterker worden aangesloten via een lecherleiding A van willekeurige lengte. Door instellen van de kortsluitbrug K op de lecherleiding B wordt de buiscapaciteit „ter plaatse weggestemd” (d.w.z. rechtstreeks op de uiteinden van de weerstand R' gecompenseerd). In het vervangschema (b) is met de kortsluitbrug geen rekening gehouden.

coaxiale leiding gebruik is gemaakt⁵⁾. In de schakeling fig. 3a krijgt men een berekenbare ruisspanning over de weerstand R' . De te onderzoeken versterker wordt via een lecherleiding A van willekeurige lengte direct op R' aangesloten. De scheiding van de gelijkstroomketen is hier verkregen door de capaciteiten C'_1 en C'_2 (zie het vervangschema fig. 3b), die constructief zijn gerealiseerd met dunne keramische buisjes in de holle

van C'_1 en C'_2 hebben hier geen storende invloed, daar zij slechts bijdragen tot de verdeelde zelfinductie van de transmissielijn B : hun aanwezigheid komt alleen tot uiting in de stand die men aan de kortsluitbrug voor de gewenste resonantie moet geven.

Voor de opstelling met coaxiale leiding, fig. 4a en b, gelden soortgelijke overwegingen. Rechts wordt op de leiding de te onderzoeken versterker aange-

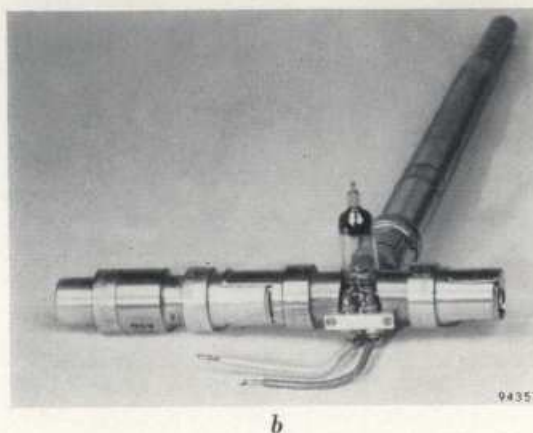
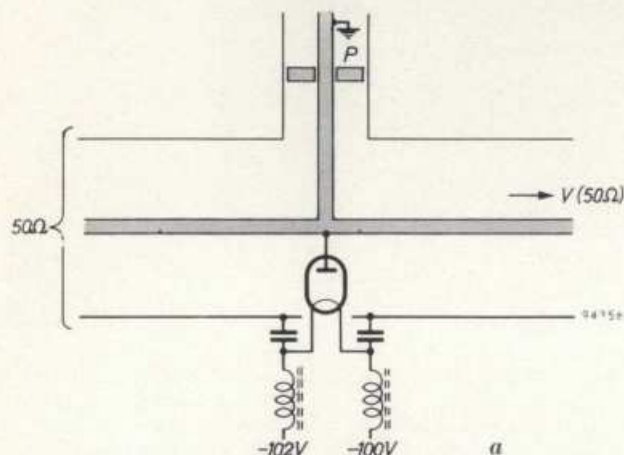


Fig. 4. De ruisdiode 10P in een opstelling met coaxiale leiding. Hier wordt de storing die de diode zelf in het veld veroorzaakt, weer „ter plaatse weggestemd”, door middel van de kortsluitzuiger P .

geleiders van de lecherleiding B . De invloed van de totale buiscapaciteit (inclusief C'_1 en C'_2) op de ruisspanning over R' wordt volledig gecompenseerd door passende instelling van de kortsluitbrug K op deze lecherleiding. Hierdoor kan men nl. parallel met R' een zelfinductie aanbrengen met een reactantie precies tegengesteld gelijk aan die van de buiscapaciteit (de buiscapaciteit wordt „ter plaatse weggestemd”)⁶⁾. De parasitaire zelfinducties

sloten, met een ingangsimpedantie gelijk aan de golfweerstand van de coaxiale leiding (50Ω), en links een even grote afsluitimpedantie. Onder deze omstandigheden kan men het door de diode aan de versterker afgegeven ruisvermogen eenvoudig berekenen. Weliswaar veroorzaken de aanwezigheid van de diode en het noodzakelijke gat in de buitengeleider een verstoring van het veld, waardoor de leiding niet meer reflectievrij is afgesloten; de invloed van deze verstoring kan echter weer „ter plaatse worden weggestemd”, door middel van een kortsluitzuiger, zoals in de figuur is getekend.

H. GROENDIJK.

⁵⁾ De schakeling met lechersysteem is afkomstig van en uitgewerkt door J. Stolk (Ontwikkeling Televisiebuizen), de schakeling met coaxiale leiding evenzo door N. van Hurck.

⁶⁾ Zie b.v.: J. C. van den Hoogenband en J. Stolk, Het meten van reflecties en impedanties met behulp van een lange leiding, Philips techn. T. 16, 325-336, 1954.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

- 2490:** N. W. H. Addink: Excitation energies in line spectra (*Spectrochimica Acta* **9**, 158-159, 1957, no. 2).

De auteur wijst in deze korte mededeling op een onjuiste passage in de inleiding van de „Tables of spectrum lines”, door Saidel, Prokofjew en Raiski. Het aantal aangeslagen ionen dat in een gasontlading in evenwicht is met een gegeven aantal atomen in de grondtoestand, mag men niet berekenen door in de formule van Boltzmann voor de energie in te vullen de som van de ionisatie- en de aanslagenergie. Men moet — volgens Saha — eerst het totale percentage ionen berekenen en op dit aantal de verdelingswet van Boltzmann toepassen om de bezetting der verschillende aangeslagen toestanden te vinden.

- 2491:** S. Woldring: Continue onbloedige bloeddrukmeting bij de mens (Ned. T. Geneesk. **101**, 949-952, 1957, no. 20).

Beschrijving van een experimentele opstelling voor een continue onbloedige bloeddrukmeting in de slagaderen van de hand volgens het principe van de ontspannen vaatwand. Door de arm tot boven de elleboog onder te brengen in een bus met aangestampt zand, wordt voorkomen dat de vaatwanden uitzetten en aldus de druk, of een gedeelte hiervan, door hun elasticiteit opvangen. Onder in de bus bevindt zich een met water gevulde rubberballon die door hand en vingers wordt omsloten. De druk in het water wordt gemeten met een manometer met zeer geringe compliantie, zodat de gemeten druk gelijk kan worden gesteld aan de bloeddruk. Er worden voorbeelden gegeven van met het apparaat opgenomen registrogrammen van de bloeddruk bij proefpersonen onder verschillende omstandigheden.

- 2492:** J. H. N. van Vucht: Beitrag zur Kenntnis des Systems Cer-Aluminium (*Z. Metallk.* **48**, 253-258, 1957, no. 5).

Onderzoekingen betreffende het systeem Ce-Al aan de Ce-rijke kant (meer dan 50% Ce) met behulp van röntgendiffractie en van metallografische en thermoanalytische methodes. De intermetallische verbindingen Ce_2Al en Ce_3Al_2 , die door Vogel worden genoemd, werden door de auteur niet gevonden. In plaats daarvan vond hij dat er twee modificaties bestaan van de verbinding Ce_3Al . Be-

neden 230 °C heeft deze de hexagonale Ni_3Sn -structuur, en boven 230 °C de kubische Cu_3Au -structuur. De door Vogel eveneens genoemde verbinding CeAl bleek een rombische structuur te bezitten. De resultaten van het röntgendiffractieonderzoek zijn in enige tabellen verenigd.

- 2493:** H. T. Schaap: De waterstofziekte van koper (*Metalen* **12**, 204-208, 1957, no. 11).

Koper dat meer dan 0,01 gewichtsprocent zuurstof bevat, wordt bros als het in waterstof boven 400 °C wordt verhit. De waterstof diffundeert naar binnen en reduceert insluitels, bestaande uit Cu_2O , tot koper en waterdamp. Doordat deze damp veel langzamer diffundeert dan de waterstof, kan hij niet ontsnappen en ontstaan er zeer hoge drukken. Deze geven aanleiding tot het optreden van scheurtjes langs de kristalgrenzen, wat de genoemde brosheid tot gevolg heeft (waterstofziekte). Andere symptomen van waterstofziekte zijn: het optreden van scheurtjes en van blaren aan het oppervlak, van rijen holten langs de kristalgrenzen en ook wel in het inwendige der kristallieten, en het veranderen van de afmetingen. Waterstofziekte treedt slechts op als de zuurstof aanwezig is in de vorm van Cu_2O of van oxydes van andere metalen, mits deze oxydes in meetbare hoeveelheden oplosbaar zijn in koper en de desbetreffende metalen een affiniteit tot zuurstof bezitten die niet veel groter is dan die van koper. Uit eigen experimenten blijkt dat de door sommige auteurs gehuldigde opvatting dat ook zuurstof die in vaste oplossing aanwezig is, waterstofziekte kan veroorzaken, hoogstwaarschijnlijk onjuist is. Bij gloeien van koper kunnen sporen waterdamp in de atmosfeer waterstofziekte veroorzaken als er stoffen aanwezig zijn die de waterdamp ontleiden, zoals b.v. chroom. Dit laatste werd geconstateerd bij het gloeien van koper in een buis van chroom.

- 2494:** P. Jongenburger: Energy of formation of vacancies in copper and gold (*Phys. Rev.* **106**, 66-69, 1957, no. 1).

Uit de abnormale toeneming van de uitzettingscoëfficiënt van koper bij het smeltpunt wordt afgeleid dat de energie voor de vorming van een vacature in dit materiaal ca. 0,7 eV bedraagt.

- 2495:** H. A. Klasens: Elektroluminescentie (*Ingenieur* **69**, E77-E80, 1957, no. 23).

De bouw van een elektroluminescerend paneel wordt beschreven, en de eigenschappen van elektroluminescerende fosforen en het mechanisme van de elektroluminescentie worden kort besproken. Mogelijke praktische toepassingen worden genoemd. Zie ook Philips techn. T. **18**, 357-367, 1956 (no. 12).

2496: J. L. Meijering: Calculation of the nickel-chromium-copper phase diagram from binary data (*Acta metallurgica* **5**, 257-264, 1957, no. 5).

Het systeem Ni-Cr-Cu vertoont, in de vaste toestand, een evenwicht tussen drie fazen, nl. een kubisch ruimtelijk gecentreerde faze, die veel chroom bevat, en twee kubisch vlakkegecentreerde fazen, waarvan de ene veel nikkel en de andere veel koper bevat. Daar nikkel en koper in elke verhouding in elkaar oplossen, is dit een tamelijk onverwacht resultaat. Een thermodynamische berekening, uitgaande van de reguliere benadering voor de mengenthalpie, leidt echter tot een ternair toestandsdiagram van het experimenteel gevonden type. De bij de berekening gebruikte waarden van de wisselwerkingsparameters werden afgeleid uit de toestandsdiagrammen van de binaire randsystemen.

2497: G. Diemer, H. A. Klasens en P. Zalm: Voltage dependence of electroluminescence (*J. Electrochem. Soc.* **104**, 130 C, 1957, no. 6).

Opmerking — in verband met eigen werk van de auteurs — over een door Lehmann geconstateerde mogelijkheid om zijn experimentele resultaten betreffende de wijze waarop de luminantie van een elektroluminescerende stof afhangt van de aangelegde spanning V , te beschrijven door evenredigheid aan te nemen met $\exp(-b/V^{1/2})$, waarin b een constante is.

2498: A. van Weel: The design of phase-linear intermediate-frequency amplifiers (*J. Brit. Instn. Rad. Engrs.* **17**, 275-286, 1957, no. 5).

Het artikel behandelt het ontwerpen van middenfrequentieversterkers met één tot zes afgestemde kringen, die een vlakke groeplooptijd karakteristiek moeten hebben. Zowel schakelingen met afzonderlijke, ten opzichte van elkaar verstemde, kringen als schakelingen met combinaties van bandfilters worden besproken. De waarden van het produkt van bandbreedte en versterking voor de verschillende mogelijke schakelingen worden vergeleken, zowel met elkaar als met de waarden die dit produkt aanneemt voor schakelingen die zijn ontworpen op basis van een vlakke amplitude karakteristiek.

2499: K. Compaa en Y. Haven: Correlation effects in diffusion problems in solids (*Trabajos de la tercera reunión internacional*

sobre reactividad de los sólidos, Madrid, 2-7 april 1956, sección I, blz. 255-269; verschenen in 1957).

De correlatie die in vele gevallen bestaat tussen de opeenvolgende sprongen die radioactieve indicatoren („tracers”) uitvoeren bij hun diffusie door een vaste stof, heeft bij zekere diffusiemechanismen in ionenkristallen wel invloed op de zelfdiffusie van de ionen, maar niet op hun bijdrage tot het geleidingsvermogen. Als gevolg hiervan moet de relatie die een verband legt tussen de zelfdiffusieconstante en de beweeglijkheid, een correlatiefactor bevatten die zowel van de kristalstructuur als van het diffusiemechanisme afhangt. Hierdoor wijkt deze relatie af van de voor normale diffusie geldende relatie van Einstein. Door het bedoelde verband door metingen vast te leggen, kan men de correlatiefactor bepalen. Hieruit kunnen gegevens omtrent het diffusiemechanisme worden afgeleid. Als voorbeelden worden besproken: de diffusie van Na^+ door NaCl, van Ag^+ door AgCl en AgBr, van Li^+ door germanium en van Na^+ door glas.

2500: G. H. Jonker: Compounds in the system $\text{Li}_2\text{O}-\text{TiO}_2$ and their stability (*Trabajos de la tercera reunión internacional sobre reactividad de los sólidos*, Madrid, 2-7 april 1956, sección I, blz. 413-421; verschenen in 1957).

In het systeem $\text{Li}_2\text{O}-\text{TiO}_2$ werden drie verbindingen gevonden: Li_2TiO_3 , $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ en $\text{Li}_2\text{Ti}_3\text{O}_7$. De eerste verbinding werd verkregen in een niet-stabiele ongeordende vorm met de kristalstructuur van NaCl. Langdurige verhitting leidde tot een stabiele, orthorombische, pseudo-hexagonale superstructuur. De tweede verbinding heeft de spinelstructuur. Vastgesteld werd dat de samenstelling ervan door de formule $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ wordt weergegeven en dat de in de literatuur genoemde formule $\text{Li}_4\text{Ti}_7\text{O}_{16}$ onjuist is. De verhouding van metaal tot zuurstof heeft dus niet de ongewone waarde van 11:16, maar de normalere waarde 3:4. De kristalstructuur van de derde verbinding is nog onbekend. Deze verbinding verkrijgt men uit de als tweede genoemde door bij hoge temperatuur Li_2O te laten verdampen.

2501: A. L. Stuijts en H. B. Haanstra: Grain growth in a ceramic material, studied by means of electron microscopy (*Trabajos de la tercera reunión internacional sobre reactividad de los sólidos*, Madrid, 2-7 april 1956, sección I, blz. 671-701; verschenen in 1957).

Beschrijving van een methode om met een elektronenmicroscop veranderingen te bestuderen in het oppervlak van een keramisch materiaal ten

gevolg van tussentijdse warmtebehandelingen. Om steeds hetzelfde gedeelte van het oppervlak te kunnen terugvinden, moest een merkteken worden aangebracht dat zowel lichtoptisch als elektronen-optisch kon worden teruggevonden. Hiertoe werd een platinadraadje loodrecht op het oppervlak ingebakken. De methode is toegepast bij het onderzoek van ferroxdure (gesinterd $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$), dat enigszins poreus is en waarvan het oppervlak veel reliëf vertoont. De veranderingen die een groepje kristal-lieten ondergaat na sinteren gedurende verschillende tijden en op verschillende temperaturen, worden aan de hand van een serie foto's besproken.

2502: G. H. Jonker, H. P. J. Wijn en P. B. Braun: A new class of oxidic ferromagnetic materials with hexagonal crystal structures (Proc. Instn. Electr. Engrs. **104 B**, suppl. no. 5, 249-254, 1957).

De inhoud van dit artikel is, behoudens enige bekortingen, in hoofdzaak dezelfde als die van het artikel „Ferroxplana, hexagonale ferromagnetische ijzeroxydeverbindingen voor zeer hoge frequenties” van dezelfde auteurs in Philips techn. T. **18**, 253-262, 1956 (no. 9).

2503: E. W. Gorter: Saturation magnetization of some ferrimagnetic oxides with hexagonal crystal structures (Proc. Instn. Electr. Engrs. **104 B**, suppl. no. 5, 255-260, 1957).

In ferrimagnetische oxydes komt de wisselwerking tussen de metaalionen Me, voor zover zij magnetisch zijn, tot stand via de tussengelegen zuurstof-atomen O. Uit Andersons theorie van deze zg. superplaatsruilwisselwerking kan men kwalitatief afleiden hoe deze wisselwerking afhangt van de hoek Me-O-Me. Neemt men aan dat de wisselwerking afneemt met toenemende afstand, dan kan men dikwijls de verzadigingsmagnetisatie voor ferrimagnetische oxydes berekenen indien men hun kristalstructuur kent. Dit is gedaan voor de hexagonale oxydes $\text{Ba}_2\text{Me}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ (Y), $\text{Ba}_3\text{Me}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$ (Z), $\text{BaMe}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$ (W), $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (M) en $\text{KFe}_{11}\text{O}_{17}$ (Me^{II} stelt een der metalen Mn, Fe, Co, Ni, Mg of Zn voor). De uitkomsten worden vergeleken met de resultaten van metingen van de verzadigingsmagnetisatie bij lage temperaturen (tot 20 °K).

Een gering verschil in kristalstructuur, zoals b.v. bestaat tussen $\text{KFe}_{11}\text{O}_{17}$ en M, of tussen M en Y, kan een drastische invloed hebben op de onderlinge stand (parallel of antiparallel) van de elektronenspinnen in naburige magnetische metaalionen en dus op de verzadigingsmagnetisatie. Vooral wat betreft de stof Y leveren de experimentele resultaten inzicht

in de verdeling van de tweewaardige Me-ionen over de beschikbare roosterplaatsen. De kristalstructuur van Z bestaat uit een stapeling van afwisselende blokken M en Y, die van W uit afwisselende blokken M en S (spinel). De verzadigingsmagnetisatie wordt berekend door de bijdragen der afzonderlijke blokken op te tellen.

R 332: W. Ch. van Geel, C. A. Pistorius en B. C. Bouma: Luminescence of the oxide layer on aluminium during and after its formation by electrolytic oxidation (Philips Res. Rep. **12**, 465-490, 1957, no. 6).

Verslag over een onderzoek dat in verkorte vorm reeds is gepubliceerd in Journal de Physique et le Radium **17**, 714-717, 1956; zie no. **2426** van deze overzichten.

R 333: P. B. Braun: The crystal structures of a new group of ferromagnetic compounds (Philips Res. Rep. **12**, 491-548, 1957, no. 6).

In dit proefschrift (Amsterdam, december 1956) worden de met behulp van röntgendiffractie bepaalde kristalstructuren beschreven van een viertal verbindingen met bijzondere magnetische eigenschappen. De verbindingen waren door sinteren verkregen uit metaaloxydes; hun chemische formules luiden: $\text{BaFe}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{16}^{\text{III}}\text{O}_{27}$, $\text{Ba}_2\text{Fe}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{28}^{\text{III}}\text{O}_{46}$, $\text{Ba}_2\text{Zn}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{12}^{\text{III}}\text{O}_{22}$ en $\text{Ba}_3\text{Co}_2^{\text{II}}\text{Fe}_{24}^{\text{III}}\text{O}_{41}$. Het onderzoek vormde een essentiële bijdrage tot de ontwikkeling van de hexagonale ferromagnetische ijzerverbindingen die ruim een jaar geleden onder de naam ferroxplana hun intrede deden in de elektrotechniek (zie Philips techn. T. **18**, 253-262, 1956, no. 9). Van twee der verbindingen heeft men ook de chemische formule pas door het structuuronderzoek kunnen vaststellen. De structuren der bedoelde verbindingen vertonen een sterke verwantschap met die van magnetoplumbiet. De zuurstof- en de bariumatomen vormen samen een enigszins uitgerekte dichtste bolstapeling, waarin de bariumatomen volgens een bepaald patroon zijn gerangschikt. De kleinere ionen zijn in bepaalde holten ondergebracht. In alle structuren kan men platen van vier of zes zuurstoflagen onderscheiden die vrijwel de spinelstructuur vertonen. Tussen de verschillende structuren bestaan relaties, die worden bekeken vanuit twee verschillende gezichtspunten. In een aanhangsel wordt een rekenmachine beschreven waarmee Fourier-reeksen met 60 cosinus- en 60 sinustermen automatisch worden gesommeerd. Deze machine is speciaal voor dit onderzoek ontwikkeld.